

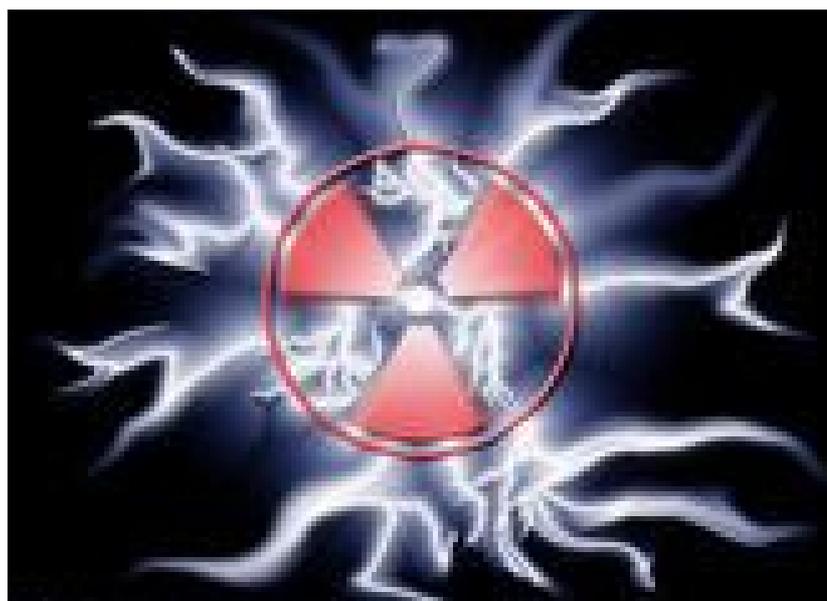
Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова
Химический факультет
Кафедра радиохимии

Профессор, д.х.н. Бекман И.Н.

Ядерная физика

Курс лекций

Учебное пособие



Москва, 2010

Аннотация

Курс посвящен некоторым аспектам ядерной физики, необходимым химикам для понимания информации, получаемой ядерно-физическими методами исследования вещества. Даны элементы теории строения атома, модели строения ядра, довольно подробно описано явление радиоактивности (помимо традиционных видов распада рассмотрен и кластерный распад), представлена кинетика процессов распада и накопления цепочек генетически связанных радионуклидов. Значительное внимание уделено ядерным взаимодействиям: рассмотрены их механизмы и даны примеры различных видов ядерных реакций. Большая часть курса посвящена вынужденному делению ядер, цепным процессам деления, а также реакциям термоядерного синтеза. Рассмотрены виды ионизирующих излучений и их источники. Дано описание различных видов излучений с веществом (включая ионные пучки). Заключительная часть курса посвящена анализу роли ядерных реакций в космосе, в ядерном оружии, атомных реакторах и анализе вещества.

В первую очередь курс предназначен для студентов ВУЗов, специализирующихся в области ядерной физики, радиохимии, ядерной индустрии и радиоэкологии. Отдельные части курса могут быть полезны аспирантам и профессионалам, желающим повысить свою квалификацию. Возможно, что какие-то аспекты курса привлекут внимание широкого круга читателей, интересующихся атомным ядром, процессами, происходящими на ядерном уровне атома и ядерными реакциями.

Содержание

АННОТАЦИЯ

ПРЕДИСЛОВИЕ

ВВЕДЕНИЕ.

Рекомендованная литература

Лекция 1. ИСТОРИЯ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ

Лекция 2. АТОМ

Лекция 3. ЭЛЕМЕНТЫ КВАНТОВОЙ МЕХАНИКИ

Лекция 4. АТОМНОЕ ЯДРО

Лекция 5. ТЕОРИИ СТРОЕНИЯ АТОМНОГО ЯДРА

Лекция 6. ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ ЧАСТИЦЫ

Лекция 7. ЯВЛЕНИЕ РАДИОАКТИВНОСТИ

Лекция 8. ВИДЫ РАДИОАКТИВНОГО РАСПАДА

Лекция 9. ЭКЗОТИЧЕСКИЕ ТИПЫ РАСПАДА

Лекция 10. КИНЕТИКА РАДИОАКТИВНОГО РАСПАДА

Лекция 11. СЕМЕЙСТВА РАДИОАКТИВНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

Лекция 12. ИЗОТОПЫ

Лекция 13. ИОНИЗИРУЮЩИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ

Лекция 14. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЕЩЕСТВОМ

Лекция 15. ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ

Лекция 16. ЯДЕРНЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Лекция 17. ДЕЛЕНИЕ ЯДЕР

Лекция 18. ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ В ОРУЖИИ

Лекция 19. ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ В РЕАКТОРЕ

Лекция 20. ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ ВО ВСЕЛЕННОЙ

Лекция 21. ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ В ТЕРМОЯДЕРНОМ СИНТЕЗЕ

Лекция 22. ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ В АНАЛИЗЕ ВЕЩЕСТВА

ПРЕДИСЛОВИЕ

Мой сорокапятилетний опыт преподавания на кафедре радиохимии химического факультета МГУ им. Ломоносова однозначно свидетельствует не просто о полезности, а о необходимости внедрения в сознание химиков (а первую очередь – радиохимиков) сведений об атомном ядре, его превращениях и его реакциях с элементарными частицами, в первую очередь – нейтронами. В первую очередь это касается мировоззренческих аспектов: культурный человек обязан разбираться в особенностях всех известных в настоящее время уровнях строения материи. Но и чисто прикладные аспекты не менее важны. Во-первых, радиохимики работают с радиоактивными изотопами, а часто – с радиоактивными элементами, вообще не имеющими стабильных изотопов. Регулярно они работают бок о бок с физиками – ядерщиками, выделяя и очищая продукты ядерных реакций. Поэтому полезно знать, откуда что берётся. Химикам, использующим стабильные изотопы в качестве меченых атомов, так же не мешало бы знать, как именно, по каким именно ядерным реакциям эти изотопы были получены. Во-вторых, в настоящее время химики достаточно широко применяют ядерно-физические методы исследования вещества. Здесь реализуется возможность использования информации, полученной на ядерном уровне, для получения сведений об эффектах атомных и молекулярных уровней. Известны такие способы, как метод гамма-резонансной спектроскопии (эффект Мессбауэра), аннигиляция позитронов, позитронная томография, эманационно-термический анализ, диффузионная томография и др. Сюда же можно отнести ядерный

магнитный резонанс, электронный парамагнитный резонанс и др. Без элементарных знаний по ядерной физике интерпретировать результатов этих методов невозможно, а информация, получаемая ядерно-физическими методами, часто очень полезна для химиков. А иногда и уникальна.

Существующие пособия по ядерной физике трудны для химиков и зачастую содержат много лишней информации. Поэтому я взял на себя труд написания специального учебного пособия, адаптированного к знаниям и потребностям химиков-радиохимиков. Данное пособие входит в пакет учебников, предназначенных для подготовки радиохимиков. Он представлен в Интернете на моём сайте profbeckman@narod.ru: «Радиохимия», «Ядерная индустрия», «Экологическая радиохимия и радиоэкология», «Радиоактивность и радиация», «Радиоактивные элементы», «Методы регистрации ионизирующих излучений», «Метод радиоактивных индикаторов в химии», «Экологическая радиохимия и радиоэкология», «Ядерная медицина и медицинская радиохимия», «Обработка и интерпретация результатов радиохимического эксперимента» и др.

В курсе даны элементы теории строения атома, модели строения ядра (капельная и оболочечная), довольно детально описано явление радиоактивности (помимо традиционных видов распада рассмотрен и кластерный распад), рассмотрена кинетика процессов распада и накопления цепочек генетически связанных радионуклидов. Значительное внимание уделено ядерным взаимодействиям: рассмотрены их механизмы и даны примеры различных видов ядерных реакций. Большая часть курса посвящена вынужденному делению ядер, цепным процессам деления, а также реакциям термоядерного синтеза. Рассмотрены виды ионизирующих излучений и их источники, свойства изотопов, методы их получения, разделения и очистки. Дано описание различных видов взаимодействия (поглощение и отражение) излучений с веществом (включая ионные пучки). Заключительная часть пособия посвящена анализу роли ядерных реакций в Космосе, в ядерном оружии, атомном реакторе и анализе вещества.

В первую очередь курс предназначен для студентов ВУЗов, специализирующихся в области ядерной физики, радиохимии, ядерной индустрии и радиоэкологии. Отдельные части курса могут быть полезны аспирантам и профессионалам, желающим повысить свою квалификацию. Возможно, что какие-то аспекты курса привлекут внимание широкого круга читателей, интересующихся атомным ядром, процессами, происходящими на ядерном уровне атома и ядерными реакциями.

ВВЕДЕНИЕ

Ядерная физика - раздел физики, изучающий структуру, свойства и превращения атомных ядер, а также их столкновения (ядерные реакции) друг с другом или элементарными частицами.

В ядерных исследованиях задействованы элементарные частицы, но физика элементарных (субядерных) частиц – совершенно самостоятельная наука и здесь рассматриваться не будет. Явление радиоактивности тоже не относится в полной мере к ядерной физике, но мы им займёмся, поскольку это явление интересно для радиохимиков. Техника ядерной физики (ускорители, реакторы, источники излучений, детекторы излучений) относится к ядерной физике, но в Пособии она затронута поверхностно, так как вполне самостоятельный раздел заслуживает отдельного описания.

Различают ядерную физику низких, промежуточных и высоких энергий. К ядерной физике низких энергий относят проблемы строения ядра, изучение радиоактивного распада ядер, а также исследования ядерных реакций, вызываемых частицами с энергией до 200 МэВ. Энергии от 200 МэВ до 1 ГэВ называются промежуточными, а свыше 1 ГэВ - высокими. Обширной составной частью ядерной физики низких энергии является нейтронная физика, охватывающая исследования взаимодействия медленных нейтронов с веществом и ядерные реакции под действием нейтронов. Молодой областью ядерной физики является изучение ядерных реакций под действием многозарядных ионов. Эти реакции используются как для поиска новых тяжёлых ядер, так и для изучения механизма взаимодействия сложных ядер друг с другом.

Важной частью ядерной физики является нейтронная физика. Она занимается ядерными реакциями, происходящими под действием нейтронов. Поскольку нейтрон электрически нейтрален, электронное поле ядра-мишени не отталкивает его; поэтому даже медленные нейтроны могут беспрепятственно приблизиться к ядру на расстояния, при которых начинают проявляться ядерные силы. Нейтронная физика исследует также взаимодействие очень медленных нейтронов с веществом (энергия таких нейтронов порядка 0,01 эВ и меньше). Получаемые в этих исследованиях данные по рассеянию нейтронов веществом используются для выявления атомной структуры и характера движения атомов в различных кристаллах, жидкостях и отдельных молекулах.

Ядерная физика делится на экспериментальную и теоретическую. Арсенал экспериментальных средств ядерной физики разнообразен и технически сложен. Его основу составляют ускорители заряженных частиц (от электронов до многозарядных ионов, а также мезонов и гиперонов), ядерные реакторы, служащие мощными источниками нейтронов, и детекторы ядерных излучений, регистрирующие продукты ядерных реакций. Для современного ядерного эксперимента характерны большие интенсивности потоков ускоренных заряженных частиц или нейтронов, позволяющие исследовать редкие ядерные процессы и явления, и одновременная регистрация нескольких частиц, испускаемых в одном акте ядерного столкновения. Множество данных, получаемых в одном опыте, требует использования компьютеров, сопрягаемых непосредственно с регистрирующей аппаратурой. Сложность и трудоёмкость эксперимента приводит к тому, что его выполнение часто оказывается посильным лишь большим коллективам специалистов.

Теоретическая ядерная физика «работает» с моделями атомного ядра и ядерных реакций; она опирается на фундаментальные физические теории, созданные в процессе

исследования физики микромира. Для теоретической ядерной физики характерна необходимость использования аппаратов разнообразных разделов теоретической физики: классической электродинамики, теории сплошных сред, квантовой механики, статистической физики, квантовой теории поля. Здесь широко используются методы математической физики. Центральная проблема теоретической ядерной физики - квантовая задача о движении многих тел, сильно взаимодействующих друг с другом. Теорией ядра и элементарных частиц были рождены и развиты новые направления теоретической физики (например, в теории сверхпроводимости, в теории химической реакции), получившие впоследствии применение в других областях физики и положившие начало новым математическим исследованиям (обратная задача теории рассеяния и её применения к решению нелинейных уравнений в частных производных) и др.

Развитие теоретических и экспериментальных ядерных исследований взаимозависимо и тематически связано. Стоящие перед ядерной физикой проблемы слишком сложны и лишь в немногих случаях могут быть решены чисто теоретическим или эмпирическим путём. Ядерная физика оказала большое влияние на развитие ряда других областей физики (в частности, астрофизики и физики твёрдого тела) и других наук (химии, биологии, биофизики).

Прикладное значение ядерной физики в жизни современного общества огромно, её практические приложения разнообразны - от ядерного оружия и ядерной энергетики до диагностики и терапии в медицине. Вместе с тем она остаётся той фундаментальной наукой, от прогресса которой можно ожидать выяснения глубоких свойств строения материи и открытия новых общих законов природы.

Рекомендованная литература

1. К.Н.Мухин. Введение в ядерную физику.Атомиздат, М. 1965
2. А.Н.Мурин. Физические основы радиохимии. М.: Высшая школа, 1971.
3. М.Кюри Радиоактивность, Изд-во физ-мат. Литературы, М. 1960.
4. К.Вандекастеле. Активационный анализ с использованием заряженных частиц. М.: Изд. "Мир", 1991.
5. Э. Ферми "Ядерная физика", пер. с англ., Москва, изд. "Иностранная литература", 1951 г.
6. В.Е. Левин "Ядерная физика",Москва, Атомиздат, 1985 г.
7. А.С. Герасимов, Т.С. Зарицкая, А.П. Рудик "Справочник по образованию нуклидов в ядерных реакторах", Москва, Энергоатомиздат, 1989 г.
8. В.Д. Сидоренко, В.М. Колобашкин, П.М. Рубцов, П.А. Ружанский "Радиационные характеристики облученного ядерного топлива", справочник, Москва, Энергоатомиздат, 1983 г.
9. Г. Боуэн, Д. Гиббонс Радиоактивационный анализ, Атомиздат, Москва, 1968

Профессор

И.Н.Бекман

Курс лекций

ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

Лекция 1. ИСТОРИЯ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ

Издавна человек стремился познать окружающий его сложный и многообразный мир. Исследования шли в трёх направлениях:

1. Поиск элементарных составляющих, из которых образована вся окружающая материя.
2. Изучение сил, связывающих элементарные составляющие материи.
3. Описание движения частиц под действием известных сил.

Остановимся на роли ядерной физики в познании строения материи.

1. ПРЕДЫСТОРИЯ

В течение столетий (можно сказать – тысячелетий) в науке царствовала гипотеза о неделимости и «бесструктурности» атома. Первая реальная угроза этой гипотезе возникла в другой сфере – в теории электричества. В 1749 Бенджамин Франклин высказал гипотезу, что электричество представляет собой своеобразную материальную субстанцию. В его работах Франклина впервые появляются термины: заряд, разряд, положительный заряд, отрицательный заряд, конденсатор, батарея, частицы электричества. Термин «электрон» как название фундаментальной неделимой единицы заряда в электрохимии предложен Дж. Дж. Стоуни в 1894 (сама единица была введена им в 1874). Открытие электрона как частицы принадлежит Дж. Дж. Томсону, который в 1897 установил, что отношение заряда к массе для катодных лучей не зависит от материала источника. Майкл Фарадей ввёл термин «ион» для носителей электричества в электролите и предположил, что ион обладает неизменным зарядом. Г. Гельмгольц в 1881 показал, что концепция Фарадея должна быть согласована с уравнениями Максвелла. Дж. Стоней в 1881 году впервые рассчитал заряд одновалентного иона при электролизе, а в 1891 году, предложил термин «электрон» для обозначения электрического заряда одновалентного иона при электролизе.

Открыт электрона - носителя отрицательного элементарного электрического заряда – и ионов однозначно свидетельствовало о сложном строении атома и возможности развала его на отдельные составляющие.

В открытии первой элементарной частицы – электрона заметную роль сыграли катодные лучи. Катодные лучи открыты в 1859 Юлиусом Плюккером, название дано Э. Гольдштейном, который высказал волновую гипотезу: катодные лучи представляют собой процесс в эфире. Английский физик В. Крук высказал идею, что катодные лучи это потоки частичек вещества. В 1895 году французский физик Жан Перрен экспериментально доказал, что катодные лучи — это поток отрицательно заряженных частиц, которые движутся прямолинейно, но могут отклоняться магнитным полем.

С 1895 года Джозеф Джон Томсон в Кавендишской лаборатории Кембриджского университета начинает методическое количественное изучение отклонения катодных лучей в электрических и магнитных полях. Работал он с трубкой Гейслера. Итоги этой работы были опубликованы в 1897 в октябрьском номере журнала "Philosophical Magazine". В своем опыте Томсон доказал, что все частицы, образующие катодные лучи, тождественны друг другу и входят в состав вещества. Суть опытов и гипотезу о существовании материи в состоянии ещё более тонкого дробления, чем атомы, Томсон изложил на вечернем заседании Королевского общества 29.04. 1897. Извлечение из этого сообщения было опубликовано в "Electrician" 21.05.1897. Электрический заряд электрона измерен Р. Милликеном в 1912.

Открытие второй элементарной частицы, важной для строения ядра, – протона - сильно задержалось и было сделано Резерфордом в 1919, хотя ион H^+ был к этому времени давно известен.

Изучение катодных лучей с помощью трубки Крукса привело к открытию В.Рентгеном X-лучей, в некоторых странах, в том числе – России называемых рентгеновским излучением. Статья Рентгена под названием «О новом типе лучей» была опубликована 28.12.1895.

20.01.1896 Анри Пуанкаре на заседании Парижской Академии рассказал об открытии новых лучей, продемонстрировал рентгеновские снимки и высказал предположение, что рентгеновское излучение связано с флюоресценцией и, возможно, возникает всегда в люминесцирующих веществах и никакой катодной трубки для получения X-лучей не надо. Среди участников заседания был Анри Беккерель, отец и дед которого - оба физики - в свое время занимались флюоресценцией и фосфоресценцией. Беккерель решил проверить гипотезу Пуанкаре. Он взял из коллекции минералов своего отца двойной сульфат уранила калия. Обернув фотопластинку чёрной бумагой, он положил на неё металлическую пластинку причудливой формы, покрытую слоем урановой соли, и выставил на несколько часов на яркий солнечный свет. После проявления пластинки на ней было отчетливо видно изображение металлической фигуры, той самой фигуры, которая покрывалась до опыта солью урана. Повторные опыты Беккереля дали аналогичный результат, и 24.02.1896 он доложил академии о результатах опытов. Казалось, что гипотеза Пуанкаре полностью подтверждается. Но осторожный Беккерель решил поставить контрольные опыты. К концу февраля он приготовил новую пластинку. Но погода была пасмурной и оставалась такой до 1 марта. Утро 1 марта было солнечным, и опыты можно было возобновить. Беккерель решил, однако, проявить пластинки, лежавшие несколько дней в темном шкафу. На проявленных пластинках четко обозначились силуэты образцов минералов, лежавших на непрозрачных экранах пластинок. Так было открыто явление радиоактивности – свойство некоторых элементов самопроизвольно распадаться. Через два года Пьер Кюри и Мария Склодовская-Кюри открыли радиоактивность тория и выделили из солей урана полоний и радий, радиоактивность которых оказалась в миллионы раз сильнее радиоактивности урана и тория. Понятие радиоактивности ввела Мария Кюри в 1901.

После того, как в руках исследователей появились мощные источники радиации, в миллионы раз более сильные, чем уран (это были препараты радия, полония, актиния), были начаты детальное изучение свойств радиоактивного излучения. В первых исследованиях на эту тему самое активное участие приняли Эрнест Резерфорд супруги Мария и Пьер Кюри, А.Беккерель, многие другие. Прежде всего, была изучена проникающая способность лучей, а также действие на излучение магнитного поля. Оказалось, что излучение неоднородно, а представляет собой смесь «лучей». Пьер Кюри обнаружил, что при действии магнитного поля на излучение радия одни лучи отклоняются, а другие нет. Было известно, что магнитное поле отклоняет только заряженные летящие частицы, причем положительные и отрицательные в разные стороны. По направлению отклонения убедились в том, что отклоняемые β -лучи заряжены отрицательно. Дальнейшие опыты показали, что между катодными и β -лучами нет принципиальной разницы, откуда следовало, что они представляют собой поток электронов.

Отклоняющиеся лучи обладали более сильной способностью проникать через различные материалы, тогда как неотклоняющиеся легко поглощались даже тонкой алюминиевой фольгой – так вело себя, например, излучение нового элемента полония – его излучение не проникало даже сквозь картонные стенки коробки, в которой хранился препарат. При использовании более сильных магнитов оказалось, что α -лучи тоже отклоняются, только значительно слабее, чем β -лучи, причем в другую сторону. Отсюда следовало, что они заряжены положительно и имеют значительно бóльшую массу (как потом выяснили, масса α -частиц в 7740 раз больше массы электрона). Впервые это явление обнаружили в 1899 А.Беккерель и Ф.Гизель. В дальнейшем Резерфорд с коллегами показал, что α -частицы представляют собой ядра атомов гелия (нуклид ${}^4\text{He}$) с зарядом +2 и массой 4 у.е.. Когда же в 1900 французский физик Поль Вийар исследовал более подробно отклонение α - и β -лучей, он обнаружил в излучении радия и третий вид лучей, не отклоняющихся в самых сильных магнитных полях, это открытие вскоре подтвердил и Беккерель. Этот вид излучения, по аналогии с альфа- и бета-лучами, был назван гамма-лучами, обозначение разных излучений первыми буквами греческого алфавита предложил Резерфорд. Гамма-лучи оказались сходными с лучами Рентгена, т.е. они представляют собой электромагнитное излучение, но с более короткими длинами волн и соответственно с большей энергией. Все эти виды радиации описала М.Кюри в своей монографии «Радий и радиоактивность» (1904).

Теоретическое объяснение причин радиоактивного распада и идентификацию источников ионизирующих излучений было получено в рамках возникшей и развивающейся в это же время "новой физики", в основу которой легли две фундаментальные теории: теория относительности и квантовая теория. Именно они стали фундаментом, на котором построено описание явлений микромира и на котором базируется ядерная физика.

Создание А.Эйнштейном в 1905 году теории относительности привело к радикальному пересмотру представлений о свойствах пространства и времени, взглядов на характер электромагнитного поля. В основу

теории относительности положены две физические концепции: 1) равномерное и прямолинейное движение тел не влияет на происходящие в них процессы; существует предельная скорость распространения взаимодействия - скорость света в пустоте. Существование предельной скорости распространения взаимодействия означает, что существует связь между пространственными и временными интервалами.

В 1900 опубликована работа М. Планка, посвященная проблеме теплового излучения тел. М.Планк моделировал вещество как совокупность гармонических осцилляторов различной частоты. Предположив, что излучение происходит не непрерывно, а порциями - квантами, он получил формулу для распределения энергии по спектру теплового излучения, которая хорошо согласовывалась с опытными данными. В формулу вошла новая фундаментальная константа - постоянная Планка. Гипотеза Планка о квантовой природе теплового излучения противоречит основам классической физики и показала границы ее применимости. Через пять лет А.Эйнштейн, обобщив идею М.Планка, показал, что квантованность является общим свойством электромагнитного излучения. Согласно идеям А.Эйнштейна электромагнитное излучение состоит из квантов, названных позднее фотонами, причём каждый фотон имеет определенную энергию и импульс.

Представления о квантованности электромагнитного излучения позволили объяснить закономерности фотоэффекта, исследованные экспериментально Г.Герцем. На основе квантовой теории А.Комптоном в 1922 было объяснено явление упругого рассеяния электромагнитного излучения на свободных электронах, сопровождающееся увеличением длины волны света. Открытие двойственной природы электромагнитного излучения - корпускулярно-волнового дуализма оказало значительное влияние на развитие квантовой физики, объяснение природы материи. В 1924 Луи де Бройль выдвинул гипотезу об универсальности корпускулярно-волнового дуализма. Согласно этой гипотезе не только фотоны, но и любые другие частицы материи наряду с корпускулярными обладают также и волновыми свойствами.

Экспериментальное подтверждение идеи корпускулярно-волнового дуализма привело к пересмотру привычных представлений о движении частиц и способа описания частиц. Для классических материальных точек характерно движение по определенным траекториям, так, что их координаты и импульсы в любой момент времени точно известны. Для квантовых частиц это утверждение неприемлемо, так как для квантовой частицы импульс частицы связан с ее длиной волны, а говорить о длине волны в данной точке пространства бессмысленно. Поэтому для квантовой частицы нельзя одновременно точно определить значения ее координат и импульса. Если частица занимает точно определенное положение в пространстве, то её импульс полностью не определен и наоборот, частица с определенным импульсом имеет полностью неопределенную координату. Неопределенность в значении координаты частицы Δx и неопределенность в значении компоненты импульса частицы Δp_x связаны соотношением неопределенности, установленным В.Гейзенбергом в 1927:

$$\Delta x \cdot \Delta p_x \approx \hbar$$

Но главное достижение теории этого периода – получение формулы, связывающей массу вещества с его энергией (которую не совсем справедливо называют формулой Эйнштейна):

$$E=mc^2=hc/\lambda$$

Именно эта формула превратила частную науку – ядерную физику – в глобальную, обеспечила создание ядерного оружия и атомной энергетики.

Замечание. Закон взаимосвязи массы и энергии $E=mc^2$ введён Эйнштейном в рамках специальной теории относительности (1905). Однако сходные или даже такие же формулы обнаружены историками науки в более ранних работах Хевисайда (1890), Дж. Дж. Томсона (1881), Анри Пуанкаре (1900) и Ф. Газенорля (1904). Все эти исследования относились к частному случаю - к предполагаемым свойствам эфира или заряженных тел. Эйнштейн первый представил это соотношение как всеобщий закон динамики, относящийся ко всем видам материи и не ограниченный электромагнетизмом. Кроме того, большинство перечисленных учёных связывали этот закон с существованием особой «электромагнитной массы», зависящей от энергии. Эйнштейн объединил все виды масс и отметил обратную зависимость: инертность любого физического объекта растёт с ростом энергии.

2. НАЧАЛО ИСТОРИИ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ

Одна из первых моделей атома была предложена в 1904 Дж. Томсоном. Согласно модели Дж. Томсона атом представлял собой нейтральную систему, состоящую из заряженного шара с зарядом $+Ze$, внутри которого в определенных равновесных положениях находятся Z отрицательно заряженных электронов. Размер атома $\sim 10^{-8}$ см. Прямые экспериментальные исследования строения атома были выполнены в 1911 Э.Резерфордом, который изучал рассеяние α -частиц при прохождении через тонкую фольгу. Угловое распределение α -частиц, рассеянных на золоте, свидетельствовало о том, что положительный заряд атома сосредоточен в пространственной области размером меньше 10^{-12} см. Это явилось основанием для планетарной модели атома Резерфорда, согласно которой атом состоит из тяжелого положительно

заряженного атомного ядра с радиусом меньше 10^{-12} см и вращающихся вокруг него отрицательно заряженных электронов. Размер атома определяется размерами его электронной оболочки и составляет $\sim 10^8$ см, что в десятки тысяч раз превышает размер атомного ядра. Несмотря на то, что атомное ядро занимает лишь небольшую часть объема атома в нем сосредоточено 99,98% его массы.

Предложенная Э.Резерфордом модель атома сыграла решающую роль в развитии квантовой механики. Дело в том, что на основе классической физики невозможно было объяснить наблюдаемую на опыте устойчивость атома. Вращающиеся на орбите электроны, согласно классической физике, должны были излучать энергию и, потеряв её, упасть на атомное ядро. Поскольку такие явления как фотоэффект и явление дифракции электронов удалось объяснить с помощью квантовых представлений, вполне разумно казалось попытаться с помощью такого подхода объяснить и устойчивость электронных орбит атома.

В 1913 Н.Бор предложил новую квантовую теорию орбит. Согласно этой теории электрон может вращаться вокруг ядра неопределенно долго, не излучая энергию, если на его орбите укладывается целое число длин волн де Бройля. Атом может перейти из одного состояния в другое, испустив квант энергии – фотон.

Первую искусственную трансмутацию элементов осуществил в 1918-19 Э.Резерфорд. Им проведена первая искусственная реакция – превращение азота в кислород при облучении азота α -частицами (реакция $^{14}\text{N}(n,p)^{17}\text{O}$). Попутно был открыт протон. В дальнейшем Резерфорду удалось вызвать ядерные реакции в 17 легких элементах. В их числе были бор, фтор, натрий, алюминий, литий, фосфор. Во многих продуктах расщепления имелся протон. Резерфорд назвал эту элементарную частицу протоном. Он высказал предположение, что протоны входят в состав всех атомных ядер. С 1925, после создания ускорителя – каскадного генератора (Дж.Кокрофт, Э.Уолтон), ядерные реакции под действием ускоренных протонов стали активно использоваться для трансмутации элементов.

После открытия протона было высказано предположение, что ядра атомов состоят из одних протонов. Однако это предположение оказалось несостоятельным, так как отношение заряда ядра к его массе не остается постоянным для разных ядер, как это было бы, если бы в состав ядер входили одни протоны. Для более тяжелых ядер это отношение оказывается меньше, чем для легких, т. е. при переходе к более тяжелым ядрам масса ядра растет быстрее, чем заряд. В 1920 Резерфорд высказал гипотезу о существовании в составе ядер жестко связанной компактной протон-электронной пары, представляющей собой электрически нейтральное образование – частицу с массой, приблизительно равной массе протона. Он даже придумал название этой гипотетической частице – нейтрон. Эта гипотеза получила название протон-электронной модели ядра. Экспериментальные факты не подтвердили эту модель.

Новый скачок в развитии модели ядра связан с открытием нейтрона. В 1930 Вальтер Боте и Г. Бекер, работавшие в Германии, обнаружили, что если высокоэнергетичные альфа-частицы, испускаемые полонием попадают на некоторые легкие элементы, в особенности на бериллий или литий, образуется излучение с необычно большой проникающей способностью. Сначала считалось, что это - гамма-излучение, но выяснилось, что оно обладает гораздо большей проникающей способностью, чем все известные гамма-лучи и результаты эксперимента не могут быть таким образом интерпретированы. Важный вклад сделали в 1932 Ирен и Фредерик Жолио-Кюри. Они обнаружили, что если это неизвестное излучение направить на парафин или любое другое соединение, богатое водородом, то образуются протоны высоких энергий. Само по себе это ничему не противоречило, но численные результаты приводили к нестыковкам в теории. Позднее в том же 1932 английский физик Джеймс Чедвик провел серию экспериментов (по реакции $^9_4\text{Be} + ^4_2\text{He} \rightarrow ^{12}_6\text{C} + ^1_0\text{n}$), в которых он показал, что гамма-лучевая гипотеза несостоятельна. Он предположил, что это излучение состоит из незаряженных частиц с массой близкой к массе протона, и произвел серию экспериментов, подтвердивших эту гипотезу. Эти незаряженные частицы были названы нейтронами от латинского корня *neutral* и обычного для частиц суффикса *on* (он).

Измерения масс атомов с помощью масс-спектрографа Ф.Астона показали, что массы всех исследованных атомов с точностью $\sim 10\%$ пропорциональны массе протона - $M \sim Am_p$, где A принимает только целочисленные значения. Этот факт послужил основанием для создания протон-электронной модели атомного ядра. В этой модели предполагалось, что атомное ядро состоит из A протонов и $(A-Z)$ электронов. В этой модели легко объяснялись обнаруженная Астоном пропорциональность массы атомного ядра числу A и величина заряда атомного ядра. Однако, по мере накопления экспериментальных данных по массам атомных ядер, магнитным моментам и спинам атомных ядер, протон-электронная модель ядра начала сталкиваться с трудностями в объяснении экспериментальных данных. Тем не менее, протон-электронная модель ядра продержалась вплоть до 1932 года.

К 1932 выяснилось, что гипотеза строения ядра из протонов и электронов, объяснившая такие характеристики ядра, как массовое число A и заряд Z , находится в противоречии с экспериментальными фактами, относящимися к спинам и магнитным моментам ядер. Ещё в 1924 до открытия спина В. Паули предположил, что ядро обладает магнитным моментом, влияющим на движение орбитальных электронов и тем самым создающим сверхтонкую структуру спектральных линий. Объяснение тонкой структуры спектров наличием обусловленных спином магнитных моментов ядер привело к разделению ядер на два типа. Ядра чётного типа, обладающие целым спином, подчиняются статистике Бозе, ядра нечётного типа, обладающие полуцелым спином, подчиняются статистике Ферми - Дирака. Поэтому по протонно-электронной теории ядра, состоящие из чётного числа электронов и протонов, должны подчиняться статистике Бозе, из нечётного - статистике Ферми - Дирака. В 1930 выяснилось, что ядро азота подчиняется статистике Бозе, хотя оно согласно протонно-электронной теории строения ядра состоит из 21 частицы (14 протонов, 7 электронов). Этот факт получил в науке название азотной катастрофы. Выход нашёл Вернер Гейзенберг, который предположил, что ядро состоит из протонов и нейтронов. Эти частицы получили общее наименование нуклонов.

С 1932 начинают осуществляться первые ядерные превращения под действием нейтронов (Н. Фезер, Л. Мейтнер, У. Харкинс). В том же году проводится первая ядерная реакция с искусственно ускоренными протонами – трансмутация ядер лития в гелий. Ядерные реакции под действием ускоренных протонов и дейтронов. Первая реакция ядерного синтеза ($d-d$ - реакция), открытие трития и гелия-3 (М. Олифант, П.Хартек, Э.Резерфорд).

Значительный вклад открытие новых ядерных процессов внесли супруги И. и Ф. Жолио-Кюри, Э.Ферми, О.Хан, Л.Мейтнер и др. Ядерные реакции обеспечивают превращения атомных ядер при взаимодействии с элементарными частицами, гамма-квантами или друг с другом. В 1933 продемонстрирована возможность получения мощных источников быстрых нейтронов при помощи ускорителей; открыты (d, n) и (p, n) реакций (Ч.Лауритсен). В 1934 предсказаны цепные ядерные реакции (на примере бериллия, Л.Сциллард).

В 1934 происходит важное событие - открытие искусственной радиоактивности (И. и Ф. Жолио-Кюри). Облучая α -частицами от мощного источника полония бор и алюминий они обнаружили превращение их в новые изотопы азота и фосфора, оказавшимися позитронными излучателями (например, ${}_{13}^{27}Al + {}_2^4He \rightarrow {}_{15}^{30}P + {}_0^1n$ радиоактивный ${}^{30}P$ превращался путём позитронного распада в стабильный ${}^{30}Si$ с периодом полураспада 3 мин 15 с). Одновременно начинается активное изучение ядерных реакций под действием нейтрона, происходит открытие явления замедления нейтронов в веществе, и намечаются перспективы использования тепловых нейтронов для ядерной трансмутации. (Э.Ферми). В том же году открывается радиационный захват - захват нейтрона протоном с испусканием гамма-кванта (Д.Ли), процесс расщепление бериллия гамма-квантами (Л. Сциллард, Т. Чалмерс) – фотоядерная реакция, ядерный фотоэффект – фоторасщепление дейтрона (Дж. Чэдвик, М. Гольдхабер) и ядерная реакция срыва (Р. Оппенгеймер, М. Филлипс).

В 1935 становится ясным резонансный характер взаимодействия медленных нейтронов с ядрами (П. Мун, Дж. Тильман). В 1936 предложена дисперсионная формула ядерных реакций (Г. Брейт, Ю. Вигнер).

В 1932 в составе космических лучей была открыта еще одна элементарная частица - позитрон. В 1929 Д. В. Скобельцын применил для исследования космических лучей камеру Вильсона, помещенную в магнитное поле и доказал, что в составе космического излучения имеются заряженные частицы - электроны. Он обнаружил слабо изогнутые магнитным полем следы таких электронов. На его фотографиях были и следы, слабо изогнутые в противоположную электронам сторону, однако с уверенностью сказать что-либо определенное о частицах, оставивших эти следы, Скобельцын не мог. В 1932 американский физик К. Андерсон применил для исследования космических лучей сильное магнитное поле. Он обнаружил изогнутые следы, принадлежащие отрицательно и положительно заряженным частицам: электронам и протонам, как он думал вначале. Чтобы с уверенностью судить о направлении движения частицы, Андерсон разделил камеру на две части свинцовой пластинкой. Частица, пройдя через свинцовую пластинку, замедляется, и ее путь искривляется магнитным полем сильнее. Андерсон получил фотографию частицы, изогнутой в противоположную электронам сторону. Радиус кривизны и характер трека показали, что эта частица обладает массой электрона и положительным зарядом, равным заряду электрона. Эту частицу Андерсон назвал позитрон.

Открытие позитрона заставило вспомнить о теории Дирака. В 1928 Дирак получил релятивистское уравнение для электрона. Это уравнение приводило к выводу о существовании спина у электрона и давало точное значение для тонкой структуры энергетических уровней водорода. Однако в теории Дирака была

неприятная вещь, получившая название «плюс-минус трудность»: согласно квантовой теории электрон может перескакивать из состояния с положительной кинетической энергии в состояние с отрицательной кинетической энергией. Теория Дирака предсказывала существование позитрона и других античастиц. Предсказывала она и аннигиляцию позитрона и электрона с испусканием гамма-квантов. Существует и обратный процесс - «материализация» фотонов, когда фотоны с достаточно большой энергией при столкновении с тяжелыми ядрами могут создавать положительные электроны... фотон, взаимодействуя с ядром, может создать два электрона с противоположными зарядами. Жюлио Кюри получил фотографию в камере Вильсона, на которой было зарегистрировано рождение пары электрон - позитрон.

В 1934 Ирен и Фредерик Жолио-Кюри во Франции открыли ещё один источник позитронов – β^+ -радиоактивность.

Следующая элементарная частица - нейтрино также вначале была предсказана теорией. Открытие нейтрона, казалось, внесло ясность в строение вещества. Все элементарные частицы, необходимые для построения атома: протон, нейтрон, электрон - были известны. Если в составе атомного ядра нет электронов, то откуда же берутся электроны, которые наблюдаются при радиоактивном распаде ядер?

Ответ на этот вопрос был дан в 1932 итальянским физиком Энрико Ферми в разработанной им теории β -распада. β -Распад в определенном смысле аналогичен испусканию фотонов возбужденными атомами. Ни электронов в ядре, ни фотонов в атоме нет до момента излучения, и фотон, и электрон образуются в процессе распада. Изучение процесса β -распада показало, что испускание электронов вызвано не электромагнитным взаимодействием и не ядерным взаимодействием, а новым типом взаимодействия до сих пор неизвестным в физике. Это взаимодействие было названо слабым взаимодействием.

Изучение явления β -распада поставило перед физиками серьёзную проблему. Экспериментальные факты казались несовместимыми с законами сохранения энергии, импульса и момента количества движения. Для того, чтобы спасти эти законы В.Паули в 1930 высказал предположение, что в процессе β -распада наряду с электроном, который легко наблюдается, должна рождаться еще одна лёгкая частица с нулевым зарядом, нулевой массой покоя и спином $1/2$. Поскольку нейтрино испускалось вместе с электроном в процессе β -распада, оно могло уносить недостающую энергию, импульс и момент количества движения. Для того чтобы проверить гипотезу Паули, необходимо было обнаружить нейтрино экспериментально. Однако свойства нейтрино, предсказанные Паули, делали обнаружение её чрезвычайно трудной задачей. Дело в том, что нейтрино должно было очень слабо взаимодействовать с веществом. Оно могло пролетать тысячи километров вещества без взаимодействия. Сечение взаимодействия нейтрино с энергией несколько МэВ с атомными ядрами $\sim 10^{-34}$ см². Экспериментальные попытки непосредственно зарегистрировать нейтрино продолжались почти двадцать лет. Лишь в 1953 году в результате очень сложного эксперимента Ф.Райнесу и К.Коуэну удалось зарегистрировать антинейтрино. Гипотеза Паули получила блестящее подтверждение.

Наличие в атомном ядре нейтронов и протонов поставило перед физиками проблему изучения природы ядерных взаимодействий, связывающих эти частицы в ядре. В 1934 Х.Юкава предсказал новую частицу - квант ядерного поля. Согласно гипотезе Юкава взаимодействие между нуклонами возникает в результате испускания и поглощения этих частиц. Они определяют ядерное поле по аналогии с электромагнитным полем, которое возникает как следствие обмена фотонами. После предсказания свойств мезона начались энергичные поиски этой частицы. В 1937 в космических лучах с помощью камеры Вильсона была обнаружена частица с массой покоя равной примерно 200 массам покоя электрона. Вначале считалось, что это и есть предсказанный Юкавой мезон. Однако более детальное исследование свойств этой частицы показало, что обнаруженные в космических лучах мезоны взаимодействуют с нейтронами и протонами не достаточно сильно, как это должно было быть для переносчиков ядерного взаимодействия. Они не захватывались атомными ядрами, а распадались с испусканием электронов. Первоначальный энтузиазм сменился некоторым разочарованием. Наконец в 1947 в космических лучах была обнаружена ещё одна частица, которая сильно взаимодействовала с протонами и нейтронами и была той самой частицей, которую предсказал Юкава. Её назвали π -мезоном или пионом.

Пионы, нейтроны и протоны принадлежат к одному классу частиц, называемых адронами. Их отличительная черта - участие в сильных ядерных взаимодействиях.

Открытая в 1937 частица тоже была названа мезоном, μ -мезоном. Он имеет массу ~ 106 МэВ и существует в двух разновидностях - отрицательно заряженная частица и положительно заряженная античастица. Сегодня μ -мезон предпочитают называть мюоном. На то, что электронные и мюонные нейтрино разные частицы, было указано в 1957 М.Марковым и Ю. Швингером. Эта гипотеза была подтверждена в 1962 в экспериментах на ускорителе в Брукхейвене. Мюоны, электроны и нейтрино относятся к семейству лептонов. Еще одна частица этого семейства - лептон (таон) была открыта М.Перлом в 1979. Она почти в два раза тяжелее протона и может распадаться не только подобно мюону на лептоны, но и на адроны. Гипотеза об осцилляции

нейтрино была выдвинута в 1957 Б.Понтекорво. В настоящее время интенсивно проводятся эксперименты по измерению массы покоя нейтрино, обнаружению осцилляций нейтрино. Если окажется, что масса нейтрино отлична от нуля, то масса вещества во Вселенной должна в основном определяться массой нейтрино.

3. ЭПОХА ПРАКТИЧЕСКОГО ПРИМЕНЕНИЯ ИДЕЙ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ

Долгое время идеи ядерной физики представлялись некоторой игрой ума, интересной для небольшой кучки исследователей. Ситуация коренным образом изменилась после открытия в 1939 вынужденного деления урана (О.Хан, Ф.Штрассман и Л. Мейтнер).

Новый этап развития ядерной физики начался с открытием Дж. Чадвиком нейтрона в 1932 году. Вскоре во многих научных лабораториях начали изучать процессы их взаимодействия с ядрами. В Италии Энрико Ферми обнаружил, что замедление нейтронов до тепловых скоростей приводит к резкому увеличению выхода ядерной реакции с участием нейтронов (Позднее для замедления нейтронов были отработаны способы использования графита и тяжёлой воды). Ферми, бомбардируя уран нейтронами, обнаружил возрастание в сотни раз радиоактивности мишени. Он был уверен (и не без оснований!), что при этом создаются трансурановые элементы. Эти трансурановые элементы тогда идентифицировать не удалось (нептуний и плутоний Сиборг обнаружил через 5 лет).

Ида Ноддак в 1934 году выдвинула гипотезу о том, что "при бомбардировке тяжёлых ядер исследуемое ядро распадается на несколько крупных кусков, которые, несомненно, должны быть изотопами известных элементов, подвергнутых облучению". Никто эту гипотезу всерьёз не принял. В Берлине Отто Ган и Лиза Мейтнер в течение нескольких лет тоже изучали "трансурановые" элементы Ферми, но и они не обращали внимание на замечание Ноддак.

Интенсивно занялись исследованием последствий нейтронной бомбардировки урана в Париже. Ирен Жолио-Кюри, проводившая эксперименты в соавторстве с югославом Павле Савичем, объявили, что в уране появляется вещество, подобное лантану. Проверить неожиданное сообщение взялись Отто Ган и Фриц Штрассман в Германии. Более точные анализы, проведенные ими, дали совершенно неожиданный результат: при бомбардировке урана нейтронами образуется барий, масса которого вдвое меньше массы урана. Это для них было настолько обескураживающим, что в статье, посвященной проведённому исследованию, они написали: "Как химики, мы должны подтвердить, что это новое вещество является не радием, а барием... Как физики, знакомые со свойствами ядра, мы не можем, однако, решиться на такое утверждение, противоречащее предшествующему опыту ядерной физики".

Это событие произошло в конце 1938 года. О результатах своих экспериментов Ган сообщил тотчас же бывшей соратнице Лизе Мейтнер, которая вынуждена была эмигрировать в Швецию, опасаясь преследования за свое неарийское происхождение. Там в результате обсуждений с Отто Фришем, её племянником, работавшим в Институте Нильса Бора в Копенгагене, родилась опубликованная в феврале 1939 года в журнале "Nature" статья, в которой впервые появилось выражение "деление ядер". Поводом к этому послужило поразительное сходство картины перестройки ядра с процессом деления, которым размножаются бактерии.

Сообщение Гана и Штрассмана было встречено вначале недоверчиво, а сами результаты вызывали недоумение. Действительно, до этого экспериментаторы бомбардировали ядра частицами из ускорителей и обнаружили, что для вырывания из ядра одного или двух нуклонов требуется энергия в миллионы электронвольт. Казалось бы, для того чтобы вызвать деление тяжелого ядра, потребуются сотни миллионов электронвольт, а из результатов Гана и Штрассмана следовало, что для деления ядра урана достаточно сообщить ему энергию в 6 МэВ, которую легко получить добавлением одного нейтрона. Это все равно, что твердый камень раскалывался бы от постукивания карандашом. Через два года после открытия Гана и Штрассмана, в 1940 Г.Н. Флеров и К.А. Петржак обнаружили, что ядра урана могут делиться самопроизвольно (спонтанно). Период полураспада спонтанного деления ^{238}U оказался равным $8 \cdot 10^{15}$ лет.

Узнав об открытии деления ядер, Нильс Бор, находившийся в то время в США, вместе с Джоном Уиллером из Принстонского университета задумались над объяснением этого явления, и через несколько месяцев они опубликовали работу, в которой предложили детальную модель, удовлетворительно объясняющую первоначальные наблюдения. Независимо аналогичные соображения были высказаны тогда же Я.И. Френкелем. Так возникла ныне широко известная аналогия между делением ядра и делением капли жидкости при деформации - капельная модель ядра.

С этого момента начинается бурное развитие ядерной физики – открытия пошли одно за другим.

И.Нишина открыл деление тория-232 быстрыми нейтронами. А Уэллс и Хэксби – деление урана под действием γ -излучения с энергией 6 МэВ, получающихся при расщеплении фтора протонами. Р. Роберте, Р. Мейер, П. Ванг открыли запаздывающие нейтроны, а Л. Сцилард, Э. Ферми, Г. Андерсон, В. Зинн, Ф. Жолио-

Кюри, Х. Халбан, Л. Коварски – испускание вторичных нейтронов при делении, Френсис Перрен ввёл понятие критической массы урана, при достижении которой начинается неуправляемый цепной процесс деления. К важнейшим достижениям всё того же 1939-го года следует отнести Сцилард, Ю. Вигнер, Э. Ферми, Дж. Уилер, Ф. Жолио-Кюри, Я.Б. Зельдович, Ю.Б. демонстрацию возможности протекания в уране цепной ядерной реакции деления (Л. Харитон). В следующем году Ю. Бут, Дж. Даннинг и А. Гросс открывают деление урана-235 медленными нейтронами. К этому моменту уже открыто явление деления под действием нейтронов следующих ядер: ${}_{92}^{235}\text{U}$, ${}_{92}^{236}\text{U}$, ${}_{92}^{238}\text{U}$, ${}_{92}^{239}\text{U}$, ${}_{90}^{233}\text{Th}$, ${}_{90}^{231}\text{Th}$, ${}_{91}^{232}\text{Pa}$. Наконец, в 1941 Дж. Кеннеди и Г.Сиборг демонстрируют, что один изотоп синтезированного недавно нового элемента - плутоний-239 - хорошо делится медленными нейтронами. В 1941 вводится единица ядерного сечения – барн.

Открытие цепного деления урана превратило ядерную физику в идеологическую основу мощной промышленности – самой мощной, которую знало человечество. Началось активное строительство атомных реакторов, сначала исследовательских, потом промышленных (наработка оружейного плутония), а затем и энергетических. В короткие сроки было создано атомное, водородное и нейтронное оружие. А публикации по ядерной физике надолго прекратились...

В эту эпоху помимо прикладных исследований, ядерная физика развивала и свои фундаментальные основы, в частности создавались теории ядерных реакций.

Резерфорд впервые наблюдал ядерную реакцию 1919, а первая модель ядерной реакции появилась лишь в 1935. Это была модель Оппенгеймера - Филлипса, предложенная для интерпретации реакции (d,p) при низких энергиях. Дальнейший прогресс представлений о механизмах ядерных реакций долгое время был связан с концепцией составного ядра (компаунд-ядра), которая была предложена в 1936 Н.Бором для объяснения резонансной структуры сечений захвата нейтронов и протонов низких энергий атомными ядрами. Первое количественное описание реакции, идущей через компаунд-ядро, было получено Брейтом и Е.Вигнером в 1936. Широкое распространение в расчетах сечений ядерных реакций получила феноменологическая модель испарения, предложенная В. Вайскопфом в 1937. В 30-50-х годах на основе "первых принципов" развивалась формальная теория ядерных реакций. Различные варианты формальной теории не содержали конкретных физических предположений таких, например, как гипотеза независимости, и в принципе могли описывать различные механизмы ядерных реакций. Однако применение их для практических расчётов было связано с большими трудностями. Тем не менее, развитые в этих работах подходы позволили глубже понять физику процессов, происходящих в ядре и были использованы при создании моделей.

К началу 50-х годов создание последовательной теории реакций, идущих через составное ядро, было в основном завершено. С помощью теории компаунд-ядра удалось удовлетворительно описать большое количество экспериментальных данных. При вычислении сечений предполагали, что любая частица, попав в ядро, должна поглотиться (модель «черного» ядра), т.е. одночастичное движение должно полностью затухнуть. Однако начали появляться экспериментальные данные, которые свидетельствовали, что одночастичное движение не затухает полностью. Для описания усредненного поведения сечений Г.Фешбах, К.Портер и В.Вайскопф в 1954 предложили оптическую модель, которая получила свое название из-за аналогии рассеяния частиц на ядре с прохождением света через полупрозрачную сферу. Успехи оптической модели в описании упругого рассеяния привели к пониманию механизма протекания прямых ядерных реакций, в принципе отличающегося от механизма протекания ядерных реакций через составное ядро.

Важное достижение ядерной физики второй половины 20-го века – открытие в 1961 явления спонтанного деления ядер, находящихся в изомерном состоянии (С.М.Пеликанов, В.А.Друин, В.А.Карнаухов).

После появления в 1966 пионерской работы Дж.Гриффина наметился рост экспериментальных и теоретических работ, посвященных предравновесным процессам. Сегодня предравновесные процессы делят на два класса: многоступенчатые прямые процессы, в которых происходит эволюция открытых состояний, и многоступенчатые компаунд-процессы, связанные с эволюцией закрытых состояний и связи их с открытыми состояниями. Под открытыми состояниями понимаются состояния, в которых хотя бы один нуклон находится выше энергии связи и может вылететь. В закрытых состояниях все нуклоны находятся ниже энергии связи.

В реакциях с тяжелыми ионами в 70-е годы в Дубне группой В.Волкова был открыт новый тип ядерных реакций - реакции глубоконеупругих передач. Специфика глубоконеупругих передач обусловлена качественными изменениями процесса взаимодействия двух сложных ядер по сравнению с реакциями с лёгкими ионами. В основе этого взаимодействия лежат процессы формирования, эволюции и распада специфического ядерного комплекса - двойной ядерной системы. За счёт кинетической энергии сталкивающиеся ядра проникают друг в друга, возрастает зона перекрытия их поверхностей. Из-за большой

вязкости ядерной материи и соответственно из-за большого ядерного трения подавляющая часть кинетической энергии переходит в возбуждение системы, скорость относительного движения падает до нуля. Часть кинетической энергии переходит в энергию вращения ядер. Однако, несмотря на интенсивное взаимодействие, оболочечная структура обеспечивает ядрам сохранение их индивидуальности. В зоне обмена нуклоны переходят из одного ядра в другое, однако нуклоны внутренних оболочек образуют довольно устойчивые коры, сохраняющие индивидуальность ядер. Эволюция системы происходит в направлении минимума потенциальной энергии системы, в процессе которой нуклоны от одного ядра оболочка за оболочкой передаются другому. Если кулоновские и центробежные силы превосходят силы притяжения, система будет распадаться. Однако, если результирующая сила невелика, распад будет происходить медленно и от ядра к ядру может быть передано значительное количество нуклонов.

Исследуя атомное ядро, ядерная физика использует различные теоретические модели, которые могут показаться противоречащими друг другу. Немецкий физик М. Борн предложил в 1936 гидродинамическую модель атомного ядра, согласно которой ядро уподобляется капле заряженной плотной жидкости, состоящей из интенсивно взаимодействующих между собой нуклонов (нейтронов и протонов). Как и в капле обычной жидкости, поверхность капли -ядра может колебаться, что при некоторых условиях приводит к развалу ядра. Американский физик М. Гепперт-Майер и одновременно немецкий физик И. Йенсен разработали в 1950 оболочечную модель атомного ядра, в которой нуклоны ядра движутся независимо друг от друга в некоем усредненном поле ядерной силы. Подобно электронам в атоме, нуклоны заполняют различные оболочки, каждая из которых характеризуется определённым значением энергии. Стремясь примирить взаимно исключаящие исходные положения гидродинамической и оболочечной моделей, датские физики О.Бор и Б.Моттельсон, а также американский физик Дж.Рейнуотер разработали в начале 1950-х гг. обобщенную модель атомного ядра. Согласно этой модели, ядро состоит из сердцевины – устойчивой внутренней части (нуклоны целиком заполненных оболочек) и «внешних» нуклонов, движущихся в поле, создаваемом нуклонами сердцевины. Под влиянием внешних нуклонов сердцевина ядра может деформироваться, принимая форму вытянутого или, напротив, сплюснутого эллипсоида; может испытывать колебания.

В то время когда в физике частиц происходило продвижение в сторону высоких энергий и открывались новые частицы, в состав которых входили все более массивные кварки, качественно изменилась ситуация и в "традиционной" ядерной физике. Улучшение техники ионных пучков и методов сепарации короткоживущих изотопов существенно расширило число исследованных ядер. К концу XX века было открыто ~ 3000 атомных ядер. Всего в границах ядерной стабильности по существующим оценкам их может быть около 7000.

Наряду с хорошо известными модами распада атомных ядер – α , β , γ и спонтанным делением были обнаружены новые типы радиоактивности. В 1962 в ОИЯИ (Дубна) впервые была зарегистрирована протонная радиоактивность. Она наблюдалась для нейтронодефицитных ядер вблизи границы протонной стабильности. Было обнаружено, что ядра могут самопроизвольно испускать ядра тяжелее ${}^4\text{He}$ – кластерная радиоактивность. Впервые кластерная радиоактивность наблюдалась в распаде ${}^{223}\text{Ra} \rightarrow {}^{209}\text{Pb} + {}^{14}\text{C}$.

4. СОВРЕМЕННАЯ ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

В современной ядерной физике можно выделить следующие направления:

- Поиск новых сверхтяжелых ядер.
- Исследование свойств ядерной материи в экстремальных условиях - в области низкой температуры и низкой плотности ядерной материи и в области высокой температуры и высокой плотности ядерной материи. Состояния с высокой плотностью ядерной материи интенсивно исследуются в столкновениях релятивистских ядер. Ведутся исследования в области мультифрагментации и полного развала ядра на нейтроны и протоны.
- Исследование формы и свойств атомных ядер в супердеформированных состояниях и в состояниях с экстремально большими спинами.
- Исследование атомных ядер вдали от долины стабильности, вблизи от границ нейтронной и протонной стабильности.
- Изучение новых типов радиоактивного распада. Поиск новых долгоживущих изомерных состояний
- Открытым и требующим дальнейших исследований является вопрос о роли кварковых степеней свободы и их влияние на короткодействующую составляющую ядерных взаимодействий.
- Кварк-глюонная структура нуклона и изменение его свойств в ядерной материи.

В настоящее время методы сепарации и детектирования достигли такого совершенства, что основные характеристики атомных ядер: масса, период полураспада, основные моды распада - могут быть получены на основе анализа небольшого их числа.

Метод сепарации тяжелых ионов на лету позволяет получать моноизотопные пучки ускоренных ядер вплоть до урана. Появились новые экспериментальные методы для изучения свойств атомных ядер - комбинации ускорителей с ионными ловушками для низкоэнергетических ионов и накопительные кольца для ионов низких и средних энергий. Существенный прогресс в исследовании ядер с необычным отношением N/Z - экзотических ядер - связан с возможностью накопления высокоэнергетических вторичных пучков радиоактивных ядер и изучения реакций на этих пучках.

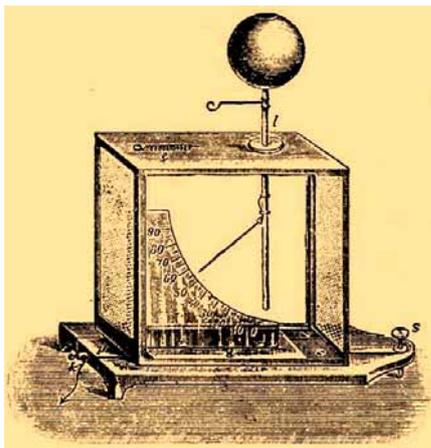
5. РАЗВИТИЕ МЕТОДОВ РЕГИСТРАЦИИ ИЗЛУЧЕНИЙ

В истории ядерной физики существенную роль сыграло развитие экспериментальной техники, включая методы регистрации радиоактивных излучений (детекторы, счётчики и спектрометры радиоактивных излучений), точные методы регистрации зарядов и масс элементарных частиц, атомов и ионов (например, масс-спектрометры).

Как уже упоминалась, А.Беккерель при определении радиоактивности солей урана использовал фотографический способ регистрации излучений. Впоследствии на базе использования фотоэмульсий была создана техника автордиографии. Сначала использовалась тонкослойная автордиография для контроля за распределением радиоактивного вещества по поверхности образца. В 1925 разработан метод толстослойных ядерных фотоэмульсий (трековая автордиография, Л.В.Мысовский), который сначала был применён для определения энергии альфа-частиц, а потом - для исследования космических лучей (М.Блау, 1936). Этим же методом получена фотография следа протона и расщепления ядра азота альфа-частицами, т.е. осуществлено первое наблюдение ядер отдачи (П. Блэккетт, 1925). В 1946 Созданы ядерные фотоэмульсии высокой чувствительности (С.Пауэлл). В 1948 изобретена нейтронная радиография (Х.Кальман). Первый радиометр – прибор для измерения плотности ионизирующих излучений сконструировал У.Крукс. Он же в 1904 открыл эффект сцинтилляций и сконструировал сцинтиллятор.

Успех М.Кюри в обнаружении радиоактивности соединений урана и тория связан с оригинальным методом регистрации излучений, основанном на эффекте не задолго до этого открытом П.Кюри и его братом. Зная, что Беккерель обнаружил, что испускаемое ураном излучение повышает электропроводность воздуха вблизи радиоактивных препаратов, М.Кюри использовала для измерения электропроводности воздуха (и, следовательно, радиоактивности препарата) балансир братьев Кюри, работающий на пьезоэлектрическом кварце. Братья Кюри открыли пьезоэлектричество – появление под действием приложенной извне силы на поверхности некоторых кристаллов электрических зарядов. Ими был открыт и обратный эффект: те же кристаллы под действием электрического поля испытывают сжатие. На основе этих открытий они и создали пьезоэлектрический прибор – эффективный детектор ионизирующего излучения.

В основном же учёные того времени следили за радиоактивностью с помощью электроскопов и электрометров - приборов для обнаружения и измерения электрического заряда, основанных на эффекте ионизации воздуха ионизирующим излучением. Со временем, развитие этой техники привело к созданию ионизационных камер (сначала – токовой, потом – импульсной). Ионизационная камера – прибор для регистрации и спектрометрии частиц, представляет собой электрический конденсатор, заполненный газом. Её действие основано на измерении электрического заряда, возникающего при ионизации газа отдельной частицей либо потоком частиц за определённый промежуток времени.



Резерфорд изучал взаимодействие альфа-частиц с веществом с помощью сцинтиллирующего экрана на базе сульфида цинка. В сцинтилляторах (люминофорах) под действием ионизирующего излучения возникают световые вспышки – сцинтилляции. На базе этого явления был разработан сцинтилляционный детектор, предназначенный для регистрации и спектрометрии частиц.

Существенную роль сыграло изобретение прибора для регистрации отдельных заряженных частиц (счётчик Г.Гейгера – В. Мюллера). В 1908 Г.Гейгер и Э.Резерфорд сконструировали прибор для регистрации отдельных заряженных частиц. В 1928 Гейгер усовершенствовал его с В.Мюллером. Счётчик представляет собой газонаполненный диод (обычно цилиндрический) с тонкой нитью в качестве анода. Действие основано на возникновении в газе в результате его ионизации (при пролёте частицы) электрического разряда (коронного). Электрический сигнал с детектора усилен за счёт вторичной ионизации газового объёма счётчика и не

зависит от энергии, оставленной частицей в этом объёме. Со временем счётчик Гейгера-Мюллера был модифицирован в пропорциональный счётчик спектроскопического типа, который оказался особенно эффективным при регистрации мягкого гамма и рентгеновского излучения.

Дальнейшее развитие систем детектирования ионизирующего излучения привело к разработке метода совпадений (В.Боте, 1924). Метод совпадений является одним из вариантов метода сравнения с мерой, в котором разность между измеряемой величиной и величиной, воспроизводимой мерой, определяют по совпадению отметок на шкалах или сигналах. В 1929 этот метод был применён для исследования космических лучей (опыты В.Боте – В.Кольхерстера). Было обнаружено, что первичное космическое излучение состоит из заряженных частиц очень высокой проникающей способности. В 1925, исследуя вместе с Г.Гейгером эффект Комптона (рассеяние жёстких гамма-лучей на электронах), Боте впервые экспериментально доказал справедливость сохранения энергии и импульса для каждого элементарного акта рассеяния. В 1939 в технику измерений внедрён сцинтилляционный счётчик (Х. Кальман). В 1945 изобретен кристаллический (полупроводниковый) счетчик (Г.Ван Хеерден) на котором базируется современная электронная счётная аппаратура. В 1946 создан нейтронный спектрометр. В том же году Б.М.Понтекорво) предложил метод детектирования нейтрино путём использования реакции $^{37}\text{C} + \nu \rightarrow ^{37}\text{Ar} + e^-$. В 1947 излучение Вавилова – Черенкова впервые использовано для регистрации быстрых частиц. В радиометрию вошли черенковские счетчики (И.Геттинг).

Помимо ионизационных спектрометров были созданы и специфические спектрометры, предназначенные для измерения энергетического спектра излучения. Так, в 1912 создан рентгеновский спектрометр (Г.Брэгг), а также магнитный спектрометр с фокусировкой и фотографической регистрацией (Дж. Даныш, Э.Резерфорд, Г.Робинсон), что позволило непрерывного спектра энергии бета-излучения (Дж. Чэдвак, 1914). В 1935 создан первый селектор скоростей для медленных нейтронов (Дж. Даннинг, Дж. Пеграм, Д.Митчелл, Э.Сегре, Дж. Финк). В 1945 создан нейтронный спектрометр.

В анализе излучений особо эффективными оказались магнитные спектрометры. По отклонению в магнитном поле в 1900 радиоактивное излучение было разделено на три компонента: альфа-, бета- и гамма-лучи. С их помощью в 1910 было проведено первое определение энергии бета-частиц по их отклонению в магнитном поле (О.Байер, О.Хан). В 1912 создан спектрометр с магнитной фокусировкой (Дж. Даныш).

В измерении массы атомов и заряженных частиц существенную роль сыграли масс-спектрометры. Принцип действия масс-спектрографа предложен Дж.Дж. Томсоном (1907). Он же предложил «метод парабол» для определения относительных масс частиц ионных пучков (1911). На базе точных измерений масс П.Ланжевен ввёл понятие дефекта массы (1913), сыгравшего существенную роль при энергетических расчётах ядерных реакций. Первый масс-спектрометр построен А.Демпстером (1918). В 1919 Ф.Астон сконструировал масс-спектрограф с достаточно высокой разрешающей способностью. В 1927 он получил экспериментальное доказательство, что масса ядра не равна сумме масс входящих в ядро частиц, а меньше этой величины на несколько десятых процента.

В 1912 изобретен прибор для наблюдения следов заряженных частиц (камера Ч. Вильсона). Это был первый трековый детектор заряженных частиц. Действие основано на конденсации пересыщенного пара (образовании мелких капелек жидкости) на ионах, возникающих вдоль следа (трека) заряженной частицы. В 1923 камера Вильсона была помещена в сильное магнитное поле, что позволило наблюдать искривления треков альфа-частиц (П.Л.Капица, Д.В.Скобельцын). В 1933 создана камера Вильсона, управляемая счетчиками (П.Блэкетт, Дж. Оккиалини). В 1939 изобретена диффузионная камера (Лангсдорф).

Рост энергий частиц, задействованных в ядерной физике и физике элементарных частиц, привёл к созданию новых типов детекторов. В 1948 был изобретен искровой счетчик (Дж. Кейфель), а в 1957 искровая камера (Т.Краншау, Дж. де Вир). В 1952 Д. Глезер изобрел пузырьковую камеру.

Развитие техники эксперимента по исследованию ионизирующих излучений привело к открытию новых эффектов, существенно продвинувших исследование структуры вещества. В качестве примера можно упомянуть 1958 открытие явления ядерного гамма-резонанса без отдачи (эффект Р.Мессбауэра, 1958). К другим примерам относится электронный микроскоп, туннельный микроскоп, метод нейтронографии и др. Идею электронного микроскопа предложил Г.Буш в 1922. Годом изобретения электронного микроскопа считается 1929. В 1936 изобретен автоэлектронного микроскопа (Э.Мюллер), а в 1937 электронный растровый микроскоп (М.Арденне). В 1970 состоялось долгожданное наблюдение отдельных атомов при помощи сканирующего электронного микроскопа.

Нобелевские премии по физике за создание методов и приборов регистрации частиц. 1907 г. — А. Майкельсон: За прецизионные оптические приборы и за спектроскопические и метрологические исследования, выполненные с их помощью.

1927 г. — Ч. Вильсон: За открытие метода, делающего видимыми траектории заряженных частиц, с помощью конденсации пара.

1948 г. — П. Блэккетт: За создание метода камеры Вильсона и открытия, сделанные с его помощью в области ядерной физики и космических лучей.

1950 г. — С. Пауэлл: За создание фотографического метода и открытия, связанные с мезонами, сделанные с помощью этого метода.

1954 г. — В. Боте: За метод совпадений и сделанные с его помощью открытия.

1960 г. — Д. Глезер: За изобретение пузырьковой камеры.

1992 г. — Г. Чарпак: За открытие и создание детекторов частиц, в частности, многопроволочной пропорциональной камеры.

6. РАЗВИТИЕ УСКОРИТЕЛЬНОЙ ТЕХНИКИ

Важное направление развития техники эксперимента связано с созданием ускорителей заряженных частиц и ионов. До создания ускорителей, в руках физиков находился лишь один инструмент осуществления ядерной реакции – альфа-частицы, образующиеся при распаде радионуклидов. Они использовались или непосредственно, например, для превращения азота в кислород, либо косвенно – для генерации нейтронов (радио-бериллиевые или полоний-бериллиевые источники нейтронов), с последующим их использованием для осуществления ядерных реакций. Создание ускорителей электронов, протонов, дейтронов, ионов отдельных элементов и т.п. существенно расширило возможности экспериментаторов, поскольку позволило

варьировать в широких пределах массу и заряд бомбардирующей мишень частицы, поток частиц и их энергию. Ускорители являются также источниками пучков вторичных частиц (мезонов, нейтронов, фотонов), получаемых при взаимодействии первичных частиц с веществом.

Первым ускорителем электронов была трубка Крукса. Но реальностью ускорители стали только в конце 20-х годов. Создание первых ускорителей Дж.Кокрофтом и Э.Уолтоном, Р.Ван-де-Графом, Э.Лоуренсом в 1931-32 гг. открыло новую эру в ядерной физике. Экспериментаторы получили в свое распоряжение удобные инструменты, на которых можно было получать пучки ускоренных заряженных частиц с энергией от нескольких МэВ до десятков МэВ.

1924 - Получение кратковременных магнитных полей напряженностью до 500 тысяч эрстед (П.Л.Капица).

1925 - Идея линейного резонансного ускорителя (Г.А.Изинг).

1928 – Начало работ по созданию ускорителя протонов (Дж. Кокрофт и Э.Уолтон)

1929 - Осуществление ускорения ионов в короткой системе связанных высокочастотных резонаторов.

1930 - Пуск циклотрона (Э.Лоуренс, М.Ливингстон). С помощью сильного магнитного поля пучок заставили двигаться по круговой орбите и много раз проходить один и тот же ускоряющий промежуток.

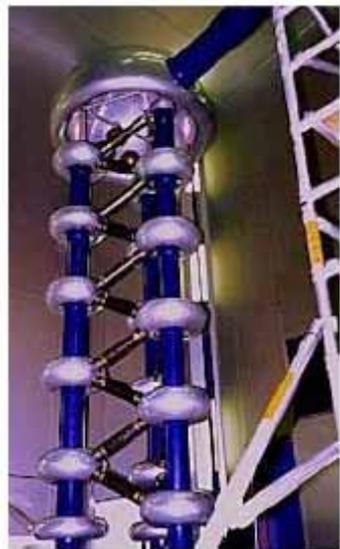
1931 - Создание электростатического ускорителя заряженных частиц (генератор Р.Ван де Граафа). Первую действующую модель своего генератора Ван де Грааф построил в 1929.

1931 – Пуск линейного ускорителя ионов, в котором ионы, проходя через ряд цилиндров увеличивающейся длины, ускорялись высокочастотным напряжением, подобранным так, что в зазоре между цилиндрами ионы попадали в ускоряющую фазу (Слоан, Лоуренс)

1932 – Создание прибора для импульсного ускорения протонов и альфа-частиц. Каскадный генератор - высоковольтный генератор, работающий по принципу умножения напряжения (Дж. Кокрофт и Э.Уолтон). Заряжая группу конденсаторов, соединенных параллельно, а затем подключая их последовательно к последовательности ускорительных трубок, Дж.Кокрофт и Э.Уолтон получали напряжения до 1 МВ.

1932 - Осуществление первой ядерной реакции с искусственно ускоренными протонами – трансмутация ядер лития в гелий и другие элементы. Высокий выход альфа-частиц был достигнут бомбардировкой атомов лития протонами, когда на трубку генератора было подано 600 киловольт. Ядро лития-7 удалось расщепить на два ядра гелия (энергия гелия около 8,5 МэВ) и два кванта, разлетавшиеся в противоположных направлениях, причем суммарная энергия квантов была в точности равна дефекту массы ядер. Первое в мире успешное превращение химических элементов без участия естественной радиации (Дж. Кокрофт и Э.Уолтон).

1932 – Демонстрация возможности получения радиоактивных ядер путём бомбардировки атомов углерода и бора ускоренными протонами и дейтронами (Дж. Кокрофт и Э.Уолтон). Бомбардировка ускоренными



частицами (протонами и дейтронами) мишеней из лития и дейтерия вскоре привели к открытию трития и гелия-3 (*d-d*- реакция, М. Олифант).

1932 - Пуск установки для искусственного ускорения протонов – каскадного генератора (ускоритель Дж. Кокрофта – Э.Уолтона).

1932 - Пуск циклотрона с диаметром полюсных наконечников 28 см, ускоряющий протоны до 1,2 МэВ (Лоуренц. Принцип циклотрона предложен Лоуренсом и Эдлефсенем в 1930).

1939 – Пуск самого мощного в мире 60-дюймового циклотрона, дававшего пучок дейтронов с энергией 16 МэВ (Беркли, Лоуренс)

1940 – Пуск первого бетатрона для ускорения электронов (Д. Керст). Бетатрон - индукционный ускоритель, в



котором электроны удерживаются на равновесной круговой орбите растущим синхронно с увеличением энергии магнитным полем. Ускорение происходит за счёт вихревого электрического поля создаваемого переменным магнитным потоком внутри равновесной орбиты. В бетатронах энергия ускоренных электронов может достигать сотни МэВ.

1943- Идея кольцевого магнита в ускорителях (М.Олифант)

1944 - Идея микротрона (В.И.Векслер).

1944 - Принцип ускорения частиц – принцип автофазировки, который лег в основу создания новых ускорителей заряженных частиц – фазотрона, синхротрона, синхрофазотрона, микротрона; дал его математическую теорию. (В.И.Векслер, в 1945 этот же принцип предложил Э.Макмиллан, идею автофазировки в 1934 выдвинул Л.Сцилард).

1946 - Пуск линейного ускорителя электронов с бегущей волной (Дж. Фрай).

1946 - Пуск синхроциклотрона - ускорителя, основанного на принципе автофазировки (Говард, Барнес). с пучком дейтронов 195 МэВ. Поздние модификации обеспечили протоны с 350 МэВ и другие ионы

с 750 МэВ. Впервые зарегистрировано рождение пионов. Р.Вильсон предложил использование в лучевой терапии тяжелых заряженных частиц, в частности протонов.

1947 – Пуск линейного ускорителя на 32 млн электрон-вольт (Беркли, Л. Альварец). Первая фиксация синхротронного излучения.

1948 – Пуск первого в СССР и третьего в мире ускорителя электронов (синхротрона), основанного на принципе автофазировки, открытом В.И. Векслером в 1944 году. Синхротрон на 30 МэВ многие годы служил источником гамма-лучей при изучении фотоядерных реакций.

1949 - ввод в действие в небольшом подмосковном поселке Ново-Иваньково (ныне г.Дубна, объединённый институт ядерных исследований, первый директор Д.И.Блохинцев), первого в СССР самого крупного в мире ускорителя частиц - 5-метрового синхроциклотрона. Получение на нем сначала дейтронов, альфа-частиц и протонов с энергиями соответственно 280, 560 и 480 МэВ, а вскоре (в 1953 г., после увеличения диаметра полюсов магнита до 6 м) протонов с энергией 680 МэВ знаменовали собой рождение в СССР новой области ядерной физики - физики частиц высоких энергий.

1949 - Идея сильной фокусировки (И.Кристофилос; Э.Курант, М.Ливингстон, Г.Снайдер).

1949 - Идея встречных пучков (Р.Видероз, дальнейшее развитие - Д.Керст, Г.И.Будкер).

1954 - Пуск протонного синхрофазотрона (Бэватрона) на 6,2 ГэВ В (Беркли, США). В последствие переделан на ускорение тяжёлых ионов – был способен ускорять ионы любого элемента до энергии 1 ГэВ на нуклон.

В 1944-45 годах В.Векслер и независимо от него Э.Макмиллан открыли принцип автофазировки, позволяющий достигать релятивистских энергий ускоренных частиц. Открытие принципа автофазировки привело к появлению новых типов ускорителей - фазотронов, синхротронов, синхрофазотронов. Разработка метода сильной фокусировки позволила получать уникальные по своим параметрам пучки (с малыми поперечными размерами, высокой интенсивностью, большими энергиями).

1956 - Новый способ ускорения частиц движущейся плазмой; идея коллективного метода ускорения (В.И. Векслер).

1958 - Первый тандемный ускоритель отрицательных ионов (Р.Ван де Грааф).

1958 - Пуск протонного синхрофазотрона с жесткой фокусировкой на 28 млрд. эв (ЦЕРН).

1960 - В СССР создан ускоритель многозарядных ионов.



1962 - Создан линейный ускоритель мощных пучков релятивистских электронов – линейный индукционный ускоритель (У.Лэмб). Принцип его действия предложил в 1939 А.Буверс.

1963 - Пуск первых советских ускорителей со встречными электрон-позитронными пучками (Харьков, Новосибирск).

1966 - Вступил в строй самый мощный линейный ускоритель электронов на энергию 21 млрд. эВ (Станфорд).

1967 - Пуск импульсного протонного синхрофазотрона У-70 с жесткой фокусировкой на 76 ГэВ (Протвино). На этом ускорителе было сделано

открытие ядер антивещества – антигелия и антитрития, открытие закона т.н. «масштабной инвариантности в инклюзивных процессах».

1970 - В.П.Саранцев реализовал метод ускорения частиц с помощью электронных колец, предложенный В.И.Векслером.

1971 - Введено в строй накопительное кольцо с протон-протонными сталкивающимися пучками с энергией протонов 25 ГэВ (ЦЕРН).

1971 - Вступил в строй протонный синхротрон в Батавии на 400 млрд. эВ (Р.Р.Вильсон).

Первые ускорители высоких энергий были построены в Дубне (ОИЯИ), вблизи Женевы (CERN) и Брукхейвене (BNL). В первых ускорителях пучок частиц направлялся на неподвижную мишень. Однако по мере увеличения энергии налетающих частиц все большая часть энергии пучка бесполезно расходуется на движение центра масс образующейся системы. Если же сталкиваются между собой два пучка можно получить значительный выигрыш в энергии, так как при лобовом столкновении двух пучков частиц с одинаковыми массами и одинаковыми энергиями центр масс будет оставаться неподвижным. Однако, чтобы при этом сталкивающиеся пучки эффективно взаимодействовали, необходимо создать в области столкновения высокую плотность частиц. Ускорители такого типа были созданы и получили название ускорителей на встречных пучках или коллайдеров. Первые электронные коллайдеры были построены в 1965 в ИЯФ (Новосибирск) и Стенфордской национальной лаборатории. В 1971 был построен первый протонный коллайдер, а в 1985 - протон-антипротонный коллайдер.

Современные ускорители это комплексы, состоящие из нескольких ускорителей. На рис. 1 показан ускорительный комплекс CERN, в котором планируется сталкивать протоны с суммарной энергией 14 ТэВ в системе центра масс. Он носит название LHC (Large Hadron Collider). Основная задача установки ATLAS - поиск Хиггсовских бозонов. Электронная система установки способна выделять 100 "интересных" событий в секунду из 1 миллиарда. В проекте ATLAS более полутора тысяч участников из 47 стран.

Нобелевские премии по физике за создание методов и приборов регистрации частиц:

1907 г. - А. Майкельсон: За прецизионные оптические приборы и за спектроскопические и метрологические исследования, выполненные с их помощью.

1927 г. - Ч. Вильсон: За открытие метода, делающего видимыми траектории заряженных частиц, с помощью конденсации пара.

1948 г. - П. Блэккетт: За создание метода камеры Вильсона и открытия, сделанные с его помощью в области ядерной физики и космических лучей.

1950 г. - С. Пауэлл: За создание фотографического метода и открытия, связанные с мезонами, сделанные с помощью этого метода.

1954 г. - В. Боте: За метод совпадений и сделанные с его помощью открытия.

1960 г. - Д. Глезер: За изобретение пузырьковой камеры.

1992 г. - Г. Чарпак: За открытие и создание детекторов частиц, в частности, многопроволочной пропорциональной камеры.

7. РАЗВИТИЕ РЕАКТОРОСТРОЕНИЯ

Открытия первой трети 20-го века в области ядерной физики, радиохимии и материаловедения поставили на повестку дня создания атомного реактора, обеспечивающего проведение контролируемой цепной реакции деления урана.

Для реакторостроения важное значение имело открытие и выделение таких изотопов, как изотопы водорода: дейтерий, ^2H (выделение дейтерия, 1932, Г.Юри) и тритий, ^3H (Э. Резерфорд, М.Олифант, П. Хартек, 1934)), изотопы урана: ^{238}U (1930, Ф.Астон) и ^{235}U (1935, А.Демпстер, А.Нир) и ^{233}U (1941, Г.Сиборг), изотопы плутония (в первую очередь плутония-239), изотопы лития, бора и др. Разработка методов разделения изотопов и их очистки. Получение тяжелой воды (электролиз, 1933, Г.Льюис, Р.Магдональд). Важное значение имело и развитие радиационной физики, в частности радиационного материаловедения.

Основными событиями, предшествующими началу бурного развития реактора были: открытие нейтрона (Чедвиг) и ядерных реакций с участием нейтронов (в первую очередь тепловых нейтронов); разработка методов замедления нейтронов без их существенных потерь), открытие вынужденного (порогового) деления урана ^{238}U под действием нейтронов (1938, О.Хан, Ф.Штрассман), экспериментальное доказательство деления ядра урана на два осколка и непосредственное измерение энергии деления (1939, О.Фриш, Ф. Жолио-Кюри, Г. Андерсон, Дж. Даннинг), выделение ^{235}U и открытие его беспорогового деления (т.е. деления тепловыми нейтронами) (1940, Ю.Бут, Дж. Даннинг, А.Гросс), испускание вторичных нейтронов при делении, причём в количествах, больших, чем затрачено на деление (1939, Л.Сцилард, Э.Ферми, Г.Андерсон, В.Зинн, Ф.Жолио-Кюри, Х. Халбан, Л.Коварски), испускание запаздывающих нейтронов (1939, Р.Робертс), обоснование возможности протекания в уране цепной ядерной реакции деления (Л.Сцилард, Ю.Вигнер, Э.Ферми, Дж. Уилер, Ф.Жолио-Кюри, Я.Б.Зельдович, Ю.Б.Харитон) и возможности при определённых условиях управления цепной реакции, протекающей в уране под действием медленных нейтронов, расчёт критической массы, идея использования графита как замедлителя нейтронов (1939, Дж. Пеграм, Л.Сцилард, Э.Ферми, Г.Плачек), идея использования тяжелой воды как замедлителя нейтронов (1940, Х. Халбан, Л.Коварски).

Эти открытия позволили построить (под трибунами университетского стадиона в г.Чикаго) первую экспериментальную систему (реактор CP-1 - *Chicago Pile* – *Чикагский котёл*) с уран-графитовой решеткой (1941, Э.Ферми) и осуществить управляемую цепную реакцию деления ядер урана (1942, Э.Ферми, Л.Сцилард, Г.Андерсон, В.Зинн). Реактор работал на тепловых нейтронах, топливом служил металлический необогащённый уран, замедлителем – графит, специально очищенный от нежелательных примесей.

В СССР уран графитовый реактор был построен в 1946 под руководством И.В. Курчатова.

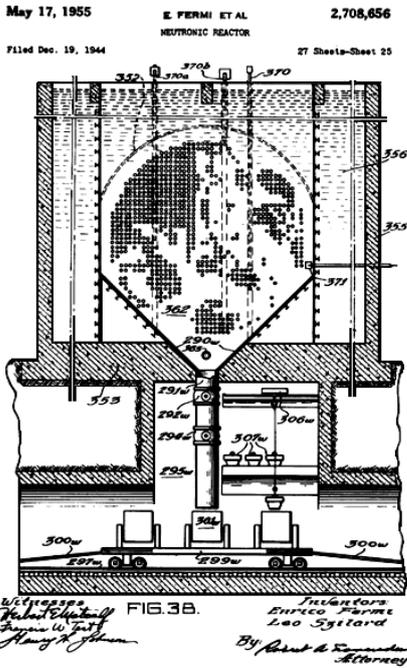
Реактор Ф-1 (физически первый) имел сферическую форму и был составлен из крупных графитовых призм с блочными уран-графитовыми вставками. На его строительство потребовалось 50 т сверхчистого природного металлического урана и 500 т сверхчистого графита. Активная зона реактора была окружена слоем нейтронной изоляции из графита. Сначала из графитовых блоков собирали модели таких сфер в порядке увеличения их диаметра. Таких моделей было сложено и разобрано четыре, пятая стала реактором. Сам реактор располагался в бетонированном котловане, на дно которого были уложены восемь слоев графитовых брусков. Над ними укладывались слои с отверстиями-гнездами, в которые были вставлены блоки из урана. Были также сделаны три канала для кадмиевых стержней регулирования реакции и аварийной остановки и ряд горизонтальных каналов различной формы и размеров для измерительной аппаратуры и экспериментальных целей. Общее число слоев из графитовых брусков составило шестьдесят два. 25 декабря 1946 г. И.В.Курчатов лично запустил реактор, поднимая кадмиевый стержень регулировки цепной реакции.

Так впервые на Евразийском континенте был осуществлен управляемый процесс цепного ядерного деления. Реактор работает до сих пор. Этот реактор Ф-1 послужил прообразом многочисленных промышленных ядерных реакторов СССР. Кроме того, на нём удалось наработать плутоний, в количествах достаточных для надёжного определения его ядерно-физических характеристик.

В 1944 осуществлён пуск первого ядерного реактора на природном уране с тяжелой водой в качестве замедлителя (Аргоннская национальная лаборатория. США). Первый английский ядерный реактор сооружён в 1947, а 1948 - а французский ядерный реактор 20E – в 1948. Создание реакторов на быстрых нейтронах начато в СССР в 1949. В 1949 осуществлён пуск первого советского тяжеловодного реактора (А.И.Алиханов).

В 1951 в США состоялся пуск первого экспериментального реактора-размножителя EBR-1 с расширенным воспроизводством топлива (бридерный реактор), от которого впервые получена электрическая энергия (Аргоннская национальная лаборатория, В.Зинн). В 1955 пущен в эксплуатацию первый советский экспериментальный реактор на быстрых нейтронах БР-1, а в 1960 построен импульсный реактор на быстрых нейтронах (И.М.Франк, Д.И.Блохинцев).

В настоящее время ядерные реакторы используют для выработки энергии (тепловой и электрической) на АЭС, подводных и надводных судах, космических аппаратах, в госпиталях, а также для научных и



военных целей, воспроизводства ядерного топлива, наработки коммерческих изотопов, опреснения морской воды и т.п.

Интересно здесь упомянуть обнаружение в трёх отдельных рудных отложениях шахты в Окло (Габон, Западная Африка) обнаружено пятнадцать естественных ядерных реакторов (Ф.Перрин, Франция). Эти реакторы действовали 150 миллионов лет назад, и выработали 100 киловатт энергии. Теоретически природный реактор предсказал Р.Куроода (США) в 1956.

Первое мирное использование атомной энергии случилось в Айдахо национальной лаборатории (США), где первый атомный реактор на быстрых нейтронах, (бридер, EBR-1) в 1951 выдал энергию, достаточную для запуска генератора электрического тока. В результате была включена гирлянда электрических лампочек, осветившая новогоднюю ёлку.

Создание АЭС прошло следующие этапы:

1951 - генератор электричества впервые запущен от энергии атомного реактора (экспериментальный бридерный реактор, EBR-1, Арко, США).

1954 – начало работы Обнинской АЭС («игрушечная» АЭС небольшой электрической мощности в 5 МВт).

1956 – начало работы первой коммерческой АЭС (Колдер Холл, Англия, первая в мире «реальная» АЭС – электрическая мощность 46 Мвт).

1957 – начало работы энергетического реактора Шипингпорт, США, электрическая мощность 60 Мвт.

1958 - введение в эксплуатацию 1-ой очереди Сибирской АЭС мощностью 100 Мвт (полная проектная мощность 600 Мвт).

Профессор
И.Н.Бекман

ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

Лекция 10. КИНЕТИКА РАДИОАКТИВНОГО РАСПАДА

В данной лекции мы рассмотрим кинетику радиоактивного распада: распад одного нуклида, смеси радионуклидов, распад генетически связанных радионуклидов, а также кинетику разветвлённого распада.

Математический аппарат, описывающий процессы распада и накопления, достаточно прост (формальная кинетика химической реакции 1-го порядка), но громоздок. Особенно это касается расчета активностей далеких потомков и случая ветвлений цепи.

1. ОСНОВНОЙ ЗАКОН РАДИОАКТИВНОГО РАСПАДА

При радиоактивном распаде ядер соблюдаются законы сохранения:

- сохранение зарядового числа;
- сохранение массового числа;
- сохранение энергии.

Способность ядер самопроизвольно распадаться, испуская частицы, называется радиоактивностью. Радиоактивный распад - статистический процесс. Каждое радиоактивное ядро может распасться в любой момент, и закономерность наблюдается только в среднем, в случае распада достаточно большого количества ядер.

Каждое радиоактивное ядро распадается независимо от поведения всех других ядер, а потому общая скорость распада, т.е. число ядер, распадающихся в единицу времени (активность) пропорционально числу имеющихся радиоактивных ядер. Самопроизвольные превращения радиоактивных ядер приводят к непрерывному уменьшению числа атомов (ядер) исходного радиоактивного изотопа и к образованию дочерних продуктов. Радиоактивный распад относится к разряду вероятностных процессов, и к нему применимы методы статистического анализа.

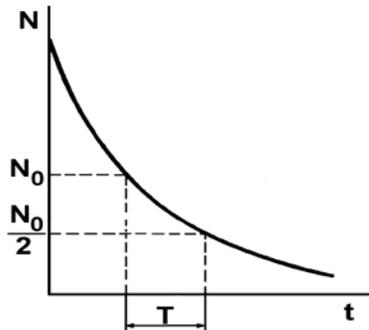
Уравнение радиоактивного распада (основной закон радиоактивного распада в дифференциальной форме) имеет вид:

$$-\frac{dN}{dt} = \lambda N = A, \quad (1)$$

где N - число атомов, не претерпевших распад к моменту времени t , λ - константа, A - радиоактивность радионуклида.

Коэффициент пропорциональности λ называется константой (постоянной) радиоактивного распада (радиоактивной постоянной) и равен вероятности распада каждого отдельного ядра за единицу времени. Константа λ характеризует неустойчивость ядер радиоактивного изотопа. Из равенства

$$\lambda = -\frac{dN}{N dt} \quad (2)$$



очевидно, что постоянная распада λ численно равна доле атомов dN/N , распадающихся в единицу времени, при условии, что единица времени достаточно мала по сравнению с периодом

Рис.1. Типичная кривая радиоактивного распада

полураспада, T имеет размерность обратного времени и чаще всего выражается в сек^{-1} . Смысл основного закона радиоактивного распада состоит в том, что за равные промежутки времени подвергается распаду постоянная часть от общего количества имеющихся в данный момент атомов радиоактивного изотопа.

Замечание. С математической точки зрения кинетика распада радионуклида полностью соответствует кинетике необратимой химической реакции 1-го порядка.

Интегрирование уравнения (1) при условии, что в начальный момент времени $t=0$ количество радиоактивных ядер составляет N_0 даёт

$$\ln N = -\lambda t + a \quad (3)$$

Постоянная интегрирования a определяется из начального условия: $N=N_0$ при $t=0$. Отсюда следует, что $a=\ln N_0$.

Сопоставляя эти выражения, получаем $\ln N/N_0=-\lambda t$ или $N = N_0 e^{-\lambda t}$.

Закон радиоактивного распада описывает убывание со временем среднего числа радиоактивных ядер:

$$N = N_0 e^{-\lambda t} \quad (4)$$

Ур.2 представляет интегральный вид основного закона распада.

Замечание. Бесспорно, экспонента, как эмпирически найденная формула, вполне пригодна в качестве первого приближения к истине. Но нельзя относиться к ней как к научно-обоснованному фундаментальному закону радиоактивного распада. Экспонента – не физична. И не только по той очевидной причине, что она простирается до бесконечности, асимптотически приближаясь к оси времени, хотя даже Вселенная существует не бесконечно долго. В уравнение экспоненты не заложено никакого физического смысла кроме простейшего предположения (недоказуемого на теоретическом уровне) об отсутствии причинно-следственной взаимосвязей между отдельными актами распада. Но самый главный недостаток экспоненциального закона – его несоответствие фундаментальным вариационным принципам природы (наименьшего действия и кратчайшего времени).

Согласно экспоненциальному закону, в равные промежутки времени всегда распадаются равные части имеющихся радиоактивных атомов. В качестве меры устойчивости радиоактивного нуклида используют период полураспада T , т.е. промежуток времени, в течение которого распадается половина данного количества радиоактивного нуклида:

$$T = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0,69315}{\lambda} \quad (5)$$

Период полураспада - время, требующееся для распада половины атомов данного радиоактивного вещества.

Замечание. На основании последнего соотношения можно получить формулу, позволяющую быстро рассчитать степень распада радиоактивного изотопа в течение времени, кратного периоду полураспада:

$$\frac{N}{N_0} = \frac{1}{2^{mT}} \quad (6)$$

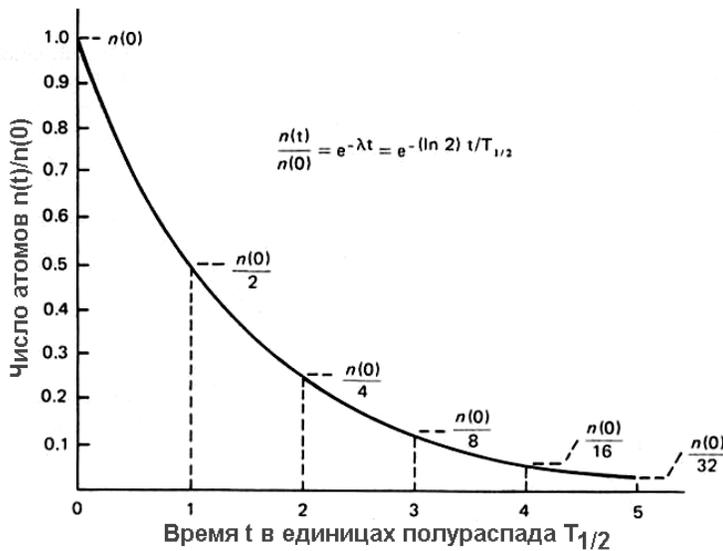


Рис. 2. Радиоактивный распад как функция времени, выраженная в периодах полураспада.

Периоды полураспада радиоактивных изотопов лежат в очень широких пределах: так, период полураспада ^{232}Th равен $1,39 \cdot 10^{10}$ лет, ^{226}Ra - 1617 лет, ^{210}Po - 138,401 день, $^{212}\text{Po}(\text{ThC})$ – $3,04 \cdot 10^{-7}$ сек. Величина периода полураспада определяется внутренними свойствами радиоактивных ядер и не зависит окружающих условий: температуры, давления, химического состояния радиоактивных веществ. Поэтому период полураспада является важной характеристикой радиоактивных изотопов; в частности можно проводить их идентификацию по периоду полураспада.

Скорость распада $-dN/dt$ атомов радиоактивного вещества называют абсолютной радиоактивностью (или абсолютной активностью) A препарата. Так как

$$A = \lambda N, \quad (7)$$

то закон радиоактивного распада можно переписать в виде:

$$A = A_0 \cdot e^{-\lambda t} \quad (8)$$

Активность радиоактивного источника – число радиоактивных распадов в единицу времени.

Единице радиоактивности в системе СИ – беккерелю (Бк) – соответствует 1 распад в 1 сек. Внесистемная единица кюри (Ки) равна $3,7 \cdot 10^{10}$ Бк. Радиоактивность, приходящаяся на единицу массы источника называется удельной активностью.

Средняя продолжительность τ времени жизни атомов радиоактивного вещества определяется как сумма времён существования всех атомов данного изотопа, делённая на число атомов. Среднее время жизни радиоактивных ядер есть – по определению среднего:

$$\begin{aligned} \tau &= - \frac{1}{N_0} \int_0^{\infty} t dN = \frac{1}{N_0} \int_0^{\infty} t \lambda N dt = \lambda \int_0^{\infty} t e^{-\lambda t} dt = \\ &= - \left[\frac{\lambda t + 1}{\lambda} e^{-\lambda t} \right]_0^{\infty} = \frac{1}{\lambda}. \end{aligned} \quad (9)$$

Среднее время жизни больше периода полураспада на фактор $1/0.693$. Легко видеть, что в течение времени $\tau=1/\lambda$ активность уменьшается до величины, составляющей $1/e$ от начального значения.

Среднее время жизни нуклида $\tau=1/\lambda$ - промежуток времени, в течение которого число имевшихся атомов уменьшается в e раз.

Среднее время жизни имеет фундаментальный физический смысл, т.к. это - время, которое входит в математическую формулировку принципа неопределённости Гайзенберга $\Delta E \cdot \Delta t \geq \hbar$, которое связывает неточность энергии системы, ΔE , с её временем жизни, Δt : $\tau \equiv \Delta t$.

$$\Delta E = \frac{\hbar}{\tau} = \frac{0,658 \cdot 10^{-15} \text{ эВ}}{\tau(c)} \quad (10)$$

Величину ΔE называют шириной, Γ .

Замечание. Вывести уравнения для основного закона радиоактивного распада довольно просто.

Вероятностью появления некоторого случайного события называют отношение числа благоприятных событий к общему числу событий. Обозначим через M среднее число атомов, распадающихся за время t , а через N_0 - число исходных атомов. Тогда вероятность (p) того, что отдельный атом распадется в течение выбранного промежутка времени, будет равна:

$$p_t = M/N_0.$$

Вероятность же (q) того, что атом не распадется в течение времени t , равна:

$$q_t = 1 - p_t = \frac{N_0 - M}{N_0} = \frac{N_t}{N_0}$$

где $N_t = N_0 - M$ - среднее число атомов, не подвергшихся распаду за время t .

Вероятность $p \Delta t$ распада отдельного атома за время Δt не зависит от условий, в которых атом находился ранее или находится в данное время. Эта вероятность зависит только от величины интервала Δt и для достаточно малых отрезков времени пропорциональна Δt , таким образом:

$$p_{\Delta t} = \lambda * \Delta t,$$

где коэффициент пропорциональности λ является константой, характерной для данного радиоактивного изотопа.

Вероятность того, что атом не распадется в течение достаточно малого промежутка времени Δt , равна:

$$q_{\Delta t} = 1 - \lambda \Delta t.$$

Но если атом не распался в течение времени Δt , то вероятность того, что он не распадется в течение второго такого же промежутка времени, снова равна $(1 - \lambda \Delta t)$. Вероятность же того, что атом не распадется ни в первый, ни во второй промежутки времени, равна произведению этих вероятностей; рассуждая и далее подобным же образом, получаем:

$$q_{2\Delta t} = (1 - \lambda \Delta t)^2;$$

$$q_{3\Delta t} = (1 - \lambda \Delta t)^3;$$

.....

$$q_{n\Delta t} = (1 - \lambda \Delta t)^n.$$

Последнее выражение будет тем точнее, чем меньше рассматриваемые интервалы времени Δt . Принимая во внимание, что $\Delta t = t/n$, и переходя к пределу при $n \rightarrow \infty$, имеем:

$$q_t = \lim_{n \rightarrow \infty} \left(1 - \lambda \frac{t}{n} \right)^n = e^{-\lambda t}.$$

Подставляя сюда значение q_t , окончательно получим:

$$N_t = N_0 e^{-\lambda t}.$$

На **Рис.1** представлена кривая изменения числа атомов радиоактивного изотопа со временем. Зависимость для изменения числа распадающихся атомов со временем:

$$M = N_0 \lambda e^{-\lambda t}.$$

Для малых значений λt достаточно точно выполняется равенство $e^{-\lambda t} = 1 - \lambda t$; тогда:

$$M = N_0 \lambda t, \text{ или } M/t = \lambda N_0.$$

Отношение M/t представляет собой среднюю скорость распада, которую можно обозначить через $-dN/dt$ (знак минус указывает на убыль со временем числа атомов N радиоактивного изотопа) и, таким образом,

$$-\frac{dN}{dt} = \lambda N \quad (11)$$

Основной внесистемной единицей абсолютной активности является кюри (Ки, Ci), определявшееся первоначально как активность одного грамма радия, вернее, изотопа радия ^{226}Ra (что отвечает $3,62 \cdot 10^{10} \text{ сек}^{-1}$ для принятого теперь значения $T_{\text{Ra}}=1620$ лет), а ныне как активность препарата, в котором происходит $3,700 \cdot 10^{10}$ актов распада в секунду ($2,22 \cdot 10^{12}$ расп/мин). Дробные единицы: милликюри (мкюри, мКи), микрокюри, $\mu\text{Ки}$, мкКи. Другая единица – резерфорд (рд), равная $1/3700$ кюри, т.е. отвечающая активности 10^6 сек^{-1} . Концентрация радиоактивных веществ в воздухе, воде и т.д. измеряется в кюри/см³ или кюри/л. Применяются также единицы эман (10^{-13} кюри/см³) и махе (3,64 эмана). Грамм-эквивалент (г-эquiv) радия характеризует действие γ -излучения любого радиоактивного вещества, равное при тождественных условиях измерения действию γ -излучения одного грамма радия-226.

Единица активности в системе СИ - Беккерель (Бк, Вq), $1 \text{ Бк} = 1 \text{ расп/с}$; $1 \text{ Бк} = 2.7 \cdot 10^{-11} \text{ Ки}$. $1 \text{ Ки} = 3.7 \cdot 10^{10} \text{ Бк}$;

Беккерель, единица СИ активности радиоактивных изотопов, названа по имени А.Беккереля, обозначается 1 Бк. 1 Бк соответствует 1 распаду в секунду.

Для смеси нескольких нуклидов указывается отдельно активность каждого нуклида. Концентрация радионуклидов измеряется в расп/сек*кг.

В **Табл. 1** в качестве примера приведены периоды полураспада и постоянные распада, а также удельные активности некоторых достаточно широко применяемых изотопов.

Табл. 1. Периоды полураспада некоторых радионуклидов.

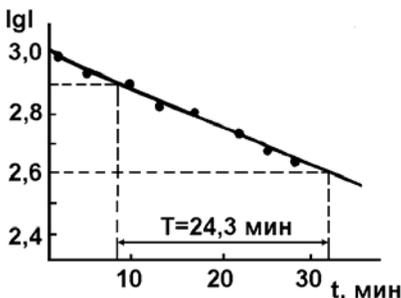
Изотоп	Период полураспада	Постоянная распада	Удельная радиоактивность
^3H	12.43 лет	0.056 лет^{-1}	28.7 Ки/ммоль
^{125}I	59.6 дней	0.0116 дней^{-1}	2190 Ки/ммоль
^{32}P	14.3 дней	0.0485 дней^{-1}	9128 Ки/ммоль
^{35}S	87.4 дней	0.0079 дней^{-1}	1493 Ки/ммоль

Массу m радионуклида активностью A можно рассчитать по формуле :

$$m = 2.4 \cdot 10^{-24} \cdot M \cdot T \cdot A \quad (12)$$

где M - массовое число радионуклида, A - активность в Беккерелях, T - период полураспада в секундах. Масса получается в граммах.

Рис. 3. Кривая распада в полулогарифмических координатах.



В практической работе с радиоактивными веществами абсолютная активность препаратов, как правило, не определяется непосредственно. Измерительные приборы, использующие различные свойства излучений, обычно дают величину, пропорциональную A ; эту величину называют регистрируемой активностью I . При работе со счётчиками ядерных частиц регистрируемой активностью является скорость счета, выражаемая в импульсах в минуту (имп/мин), а коэффициент пропорциональности, связывающий величину абсолютной и регистрируемой активности, называется коэффициентом счета (φ):

$$I = \varphi A \quad (13)$$

Экспериментальные кривые распада обычно строят в полулогарифмических координатах (**Рис. 2**). Величина логарифма активности индивидуального изотопа линейно изменяется со временем:

$$\lg I_t = \lg I_0 - 0,4343\lambda t. \quad (14)$$

Значение постоянной распада можно определить либо графически, по угловому коэффициенту α полулогарифмической прямой ($\text{tg}\alpha = -0,4343\lambda t$), либо непосредственным расчетом по уравнению (14). Отрезок абсциссы, соответствующий уменьшению регистрируемой активности вдвое, равен периоду полураспада.

Если в полулогарифмическом масштабе вместо прямой линии получается кривая, это свидетельствует о наличии в препарате более чем одного радиоактивного изотопа. В ряде случаев сложную кривую распада удается разложить на составляющие и определить периоды полураспада отдельных компонентов смеси.

Очень большие периоды полураспада определяются путем измерения абсолютной активности A известного весового количества P изотопа. Число атомов N изотопа рассчитывается по формуле:

$$N = P N_A / A_a \quad (15)$$

где N_A - число Авогадро, A_a - массовое число. Тогда:

$$\lambda = \frac{A^* A_a}{P^* N_A}, \quad T = 0,693 \cdot \frac{P^* N_A}{A^* A_a}. \quad (16)$$

Пример 1. Период полураспада ^{99m}Tc $T = 6$ часов. Через какое время останется 1/16-ая часть изотопа?

(а) Постоянная распада:

$$\lambda = \frac{0,693}{T_{1/2}} = \frac{0,693}{6} = 0,1155 \text{ час}^{-1}$$

Закон радиоактивного распада запишем в форме:

$$\frac{N_t}{N_0} = \exp(-\lambda t)$$

Согласно условиям задачи: $\frac{N_t}{N_0} = \frac{1}{16}$

Следовательно: $\frac{1}{16} = \exp(-0,1155t)$

откуда

$$t = \frac{\ln 16}{0,1155} = 24 \text{ час}$$

т.е. через 24 часа останется 1/16 от исходной радиоактивности.

(б) Воспользуемся определением периода полураспада. $T = 6$ час, следовательно через 6 часов останется половина изотопа, через 12 часов останется четверть, через 18 – 1/8, и через 24 часа – 1/16. Получили тот же ответ, что и в варианте (а).

Пример 2. Найти радиоактивность 1 г ^{226}Ra , при условии, что $T = 1620$ лет, число Авогадро $6,023 \cdot 10^{23}$, длина года 365,25 дн.

Постоянная распада радия: $\lambda = \frac{0,693}{T_{1/2}} = \frac{0,693}{1620} = 4,28 \cdot 10^{-4} \text{ лет}^{-1} = 1,36 \cdot 10^{-11} \text{ с}^{-1}$

1 г ^{226}Ra содержит:

$$N = \frac{(\text{Число Авогадро}) \cdot (\text{Масса})}{\text{Массовое число}} = \frac{(6,023 \cdot 10^{23})(1\text{г})}{226} = 2,7 \cdot 10^{21} \text{ ядер}$$

Закон распада в дифференциальной форме: $\frac{dN}{dt} = -\lambda N$; или $\left| \frac{dN}{dt} \right| = \lambda N$

Тогда: $\left| \frac{dN}{dt} \right| = (1,36 \cdot 10^{-11})(2,7 \cdot 10^{21}) = 3,6 \cdot 10^{10} \text{ расп/сек.}$

Радиоактивность 1 г радия-226 оказалась примерно равной 1 кюри, что не удивительно, так как первоначально единица кюри и выбиралась, как радиоактивность 1 г радия!

Пример 3. Какая масса ^{99m}Tc имеет активность 1 МВq? $T_{1/2} = 6$ часов.

Постоянная распада $\lambda = \frac{0,693}{T_{1/2}} = \frac{0,693}{6} = 0,1155 \text{ час}^{-1} = 3,21 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1} = 3,21 \cdot 10^{-5}$

Т.к. $1 \text{ МБк} = 1 \cdot 10^6 \text{ расп/сек}$, то $\left| \frac{dN}{dt} \right| = \lambda N = 1 \cdot 10^6 \text{ расп/сек}$, откуда $N = \frac{\left| \frac{dN}{dt} \right|}{\lambda} = \frac{1 \cdot 10^6}{3,21 \cdot 10^{-5}} = 3,116 \cdot 10^{10} \text{ ядер}$.

Масса этих ядер:

$$\text{Масса } N \text{ ядер} = \frac{(\text{Число ядер})(\text{Массовое число})}{\text{Число Авогадро}} = \frac{(3,116 \cdot 10^{10})(99)}{6,023 \cdot 10^{23}} \text{ г}$$

Таким образом, масса $^{99\text{m}}\text{Tc}$ всего в 5 пикограмм способна испустить 1 миллион γ -лучей в секунду. Вот почему так важно соблюдать правила безопасности при работе с радиоактивными препаратами!

2. СТАТИСТИКА РАСПАДА

Радиоактивный распад имеет статистическую природу; атомные ядра превращаются независимо друг от друга; каждый радионуклид имеет характерную для него вероятность распада. Для отдельного атома нестабильного нуклида нельзя предсказать момент времени его превращения. Вероятность распада обуславливается свойствами данного вида ядер, т.е. она не зависит от химического и физического состояния радионуклида. Продолжительность жизни каждого из радиоактивных ядер не задана точно, а лежит в пределах от 0 до ∞ , и вероятность того, что распад происходит в бесконечно малом интервале времени от t до $t+dt$, равняется $d\omega = e^{-\lambda t} \lambda dt$. За время, равное периоду полураспада T , лишь в среднем распадается половина первоначально имевшихся радиоактивных ядер; фактически число ядер, распавшихся в каждом данном опыте, может заметно отклоняться как в меньшую, так и большую сторону. Распределение числа наблюдений по числу происходящих за время наблюдений актов радиоактивного распада характеризуется так называемым биномиальным законом (распределением Бернулли), одним из параметров которого является ожидаемое на основании совокупности многочисленных экспериментов среднее число актов распада $P_n(N)$ за какой-то промежуток времени n ядер из общего числа N первоначально имевшихся радиоактивных ядер равняется:

$$P_n(N) = C_N^n \left(\frac{m}{N}\right)^n \left(1 - \frac{m}{N}\right)^{N-n} = \frac{N!}{n!(N-n)!} \left(\frac{m}{N}\right)^n \left(1 - \frac{m}{N}\right)^{N-n} \quad (17)$$

где $m = \bar{n}$ - среднее число ядер, располагающихся в интервале такой длительности, а C_N^n - число сочетаний из N по n . При переходе к очень большому числу радиоактивных ядер, практически не изменяющемуся в интервале времени данной длительности ($N \rightarrow \infty$ или $m/N \rightarrow 0$), биномиальное распределение преобразуется в пуассоновское:

$$P_n(\infty) = \frac{m^n}{n!} e^{-m} \quad (18)$$

При таком виде распределения абсолютная флуктуация наблюдаемого числа распадов равняется:

$$\Delta_n = \sqrt{n^2 - \bar{n}^2} = \sqrt{\bar{n}} = \sqrt{m} \quad (19)$$

Это означает, что если среднее число распадов в интервале данной длительности равняется $\bar{n} = m$, в большей части подобных интервалов фактическое число распадов n будет отличаться от m не более, чем на \sqrt{m} . Так, например, среднее число распадов за 1 мсек для препарата с радиоактивностью 1 мкюри равняется $m=37$. Фактическое число распадов за 1 мсек для этого препарата лежит, как правило, в пределах $37 \pm \sqrt{37}$, т.е. от 31 до 41. поэтому однократное измерение числа распадов такого препарата в течение 1 мсек даст величину его радиоактивности с точностью $\pm \frac{1}{\sqrt{37}} = \pm 16,1\%$. При измерении радиоактивности этого препарата в течение 1 сек

$m=37000$, $\Delta_n=192$, и величина радиоактивности определяется уже с гораздо большей точностью $\pm \frac{1}{\sqrt{37000}} = \pm 0,52\%$. Таким образом, вследствие статистического характера закона радиоактивного распада

точность всяких измерений радиоактивности улучшается с увеличением числа зарегистрированных актов распада, и зачастую именно требование определённой точности результатов задаёт необходимую длительность измерений.

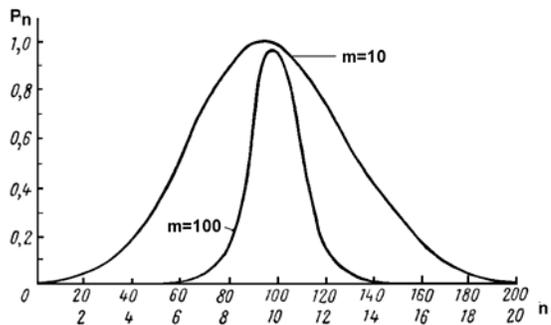


Рис. 4. Относительные вероятности чисел актов распада P_n в единицу времени при двух различных средних числах распада m . (Кривые распределения радиоактивных флуктуаций).

Законы радиоактивного распада носят статистический характер. Они верны лишь в тех случаях, когда числа атомов, распадающихся за единицу времени, достаточно велики, так что можно пренебречь относительно незначительными отклонениями

от средних значений рассматриваемых статистических величин. При малых скоростях распада статистические отклонения от среднего могут сыграть существенную роль.

Статистические отклонения при радиоактивном распаде подчиняются определённым закономерностям:

- Вероятность появления малых отклонений больше вероятности больших отклонений от среднего, иначе говоря, вероятность P_n появления статистических отклонений есть убывающая функция их величины.
- Вероятность появления случайных отклонений не зависит от их знака, т.е. статистические отклонения, равные по абсолютной величине, но противоположные по знаку, встречаются одинаково часто. Значение истинной скорости распада может быть получено лишь как среднее при достаточно большой продолжительности наблюдений (если, конечно, можно пренебречь уменьшением количества радиоактивного изотопа за выбранное время). Различия в скоростях распада за равные промежутки времени при постоянной средней скорости распада называются радиоактивными флуктуациями.

На **Рис. 3** представлены относительные (т.е. не нормированные на единицу) вероятности чисел актов распада в единицу времени при средних скоростях распада m равных 10 и 100 частицам в единицу времени.

Таким образом, число ядер в радиоактивном образце, распадающихся в данный интервал времени, экспоненциально уменьшается во времени. Поскольку ядро изолировано окружающим его электронным облаком, скорость распада не зависит от давления, температуры, закона сохранения масс, или каких-то иных скорость ограничивающих факторов, обычно влияющих на химические или физические свойства. Поэтому скорость распада служит весьма полезным средством идентификации данного нуклида. Так как радиоактивный распад представляет собой трансформацию нестабильного радиоактивного нуклида в более устойчивый нуклид, который может так же быть радиоактивным, распад нуклида – необратимый процесс.

Замечание. В случае электронного захвата или внутренней конверсии, химическое окружение электронов может влиять на скорость распада. Для β^- -электронного захвата в ${}^7\text{Be}$ ($T_{1/2}=53,3$ дн.), отношение $T_{1/2}^{\text{BeF}_2}/T_{1/2}^{\text{Be}}=1,00084$. Кроме того, радиоактивный ион, полностью лишённый электронной оболочки, не может подвергаться распаду по механизмам электронного захвата или внутренней конверсии. Особенность, интересная для астрофизики.

Нестабильные ядра в радиоактивном образце не распадаются одновременно. Распад конкретного ядра - полностью случайное событие. Следовательно, изучение радиоактивных событий распада требуют использования статистических методов. Эти методы требуют наблюдения большого количества радиоактивных ядер. Они предсказывают с хорошей гарантией, что, после данного отрезка времени, определённая доля ядер распадётся. Но какой именно атом распадётся и когда это произойдёт сказать невозможно.

3. РАСПАД СМЕСИ РАДИОНУКЛИДОВ

Если несколько радиоактивных веществ смешать вместе, то наблюдаемая полная активность представляет собой сумму активностей всех веществ

$$A(t) = \sum_{i=1}^n a_i \exp(-\lambda_i t), \quad (20)$$

где λ_i – постоянная распада i -го радионуклида, n – число радионуклидов в смеси.

В качестве примера на **Рис.5** представлена кинетика распада смеси двух радионуклидов, периоды полураспада которых различаются в пять раз. Кинетика такого распада описывается формулой:

$$A = A_1 + A_2 = A_{10} e^{-\lambda_1 t} + A_{20} e^{-\lambda_2 t} \quad (21)$$

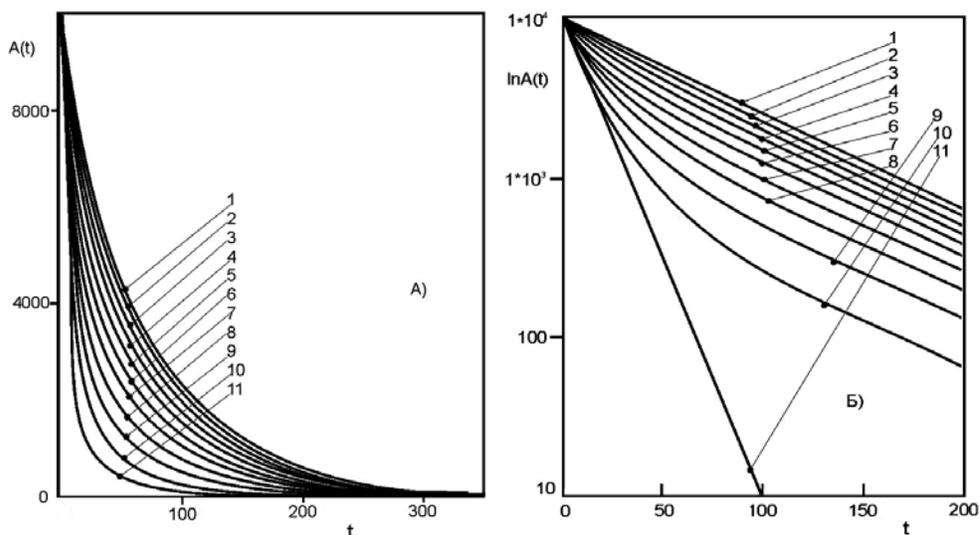


Рис. 5. Распад смеси двух радионуклидов. Влияние исходного состава смеси.

Периоды полураспада: $T_1=10$ мин, $T_2=50$ мин. $A(t)=A_0(p_1 \cdot \exp(-\lambda_1 t) + p_2 \cdot \exp(-\lambda_2 t))$; $A_0=10000$ расп/мин, t – мин;

№	p_1	p_2
1	0.0	1.0
2	0.1	0.9
3	0.2	0.8
4	0.3	0.7
5	0.4	0.6
6	0.5	0.5
7	0.6	0.4
8	0.7	0.3
9	0.8	0.2
10	0.9	0.1
11	1.0	0.0

а) Исходный масштаб; б) Логарифмический масштаб

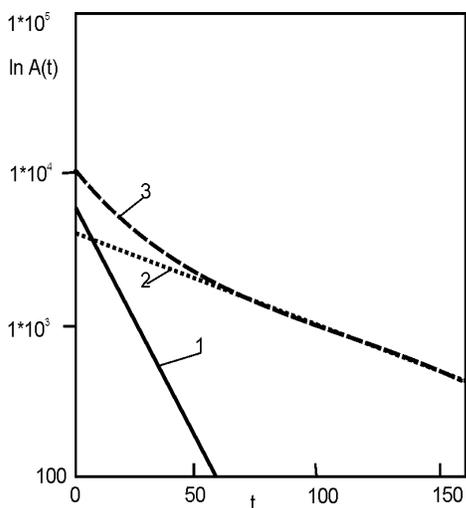


Рисунок иллюстрирует влияние вкладов различных компонентов на форму кривой распада. В исходном масштабе (Рис.5а) по форме кривой трудно определить распадается ли один изотоп, или некоторая смесь радионуклидов. Для анализа кривой распада с целью определения количества компонентов в смеси, их относительных вкладов в суммарную активность, а так же постоянных распада (т.е. определение типа изотопов элементов, участвующих в распаде) необходимо использовать нелинейный вариант метода наименьших квадратов.

Рис. 6. Разложение кривой распада смеси двух радионуклидов на элементарные составляющие. $T_1=10$ мин, $T_2=50$ мин; $p_1=0.6$, $p_2=0.4$. Кривая 1 – распад короткоживущего компонента, кривая 2 – распад долгоживущего компонента, кривая 3 – распад смеси компонентов.

Задача несколько упрощается при перестроении кривых распада в полулогарифмическом масштабе (Рис. 5б). Распад чистых радионуклидов на таком графике представляется прямой линией (тангенс угла наклона которой соответствует постоянной распада), а распад смеси – в виде некоторой нисходящей параболы (кривая $\lg A - t$ смеси всегда вогнута относительно начала координат), переходящей при больших временах в прямолинейную зависимость.

Разложение кривой распада смеси радиоактивных веществ на элементарные составляющие проиллюстрировано Рис.6 для двухкомпонентной смеси и Рис.7 – для трехкомпонентной смеси. Для получения удовлетворительных результатов определения радиоактивных постоянных необходимо проводить наблюдения распада с большой точностью (набирать хорошую статистику распада) и измерять кинетику распада в течение времен не меньших, чем два периода наиболее долгоживущего компонента смеси.

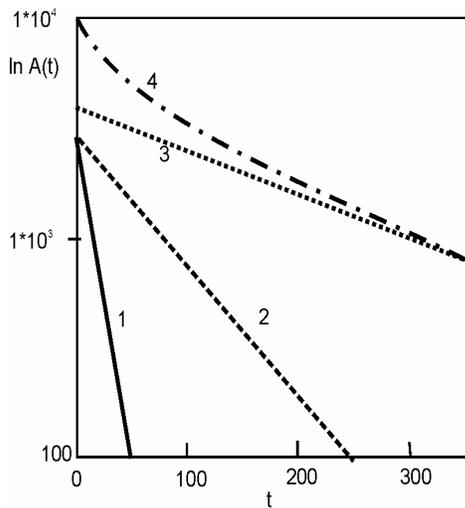


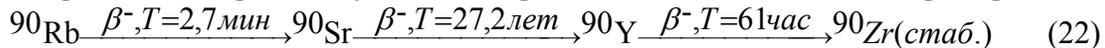
Рис.7. Кинетика распада смеси трех радионуклидов. $A(t)=A_0(p_1*\exp(-\lambda_1 t) + p_2*\exp(-\lambda_2 t) + p_3*\exp(-\lambda_3 t))$
 $A_0=10000$ расп/мин, t – мин; Периоды полураспада: $T_1= 10$ мин, $T_2=50$ мин, $T_3=150$ мин.
 Кривая 1 – распад компонента 1, кривая 2 – распад компонента 2, кривая 3 - распад компонента 3, кривая 4 – распад смеси трех веществ.

4. ПРОЦЕССЫ НАКОПЛЕНИЯ И РАСПАДА ГЕНЕТИЧЕСКИ СВЯЗАННЫХ РАДИОНУКЛИДОВ

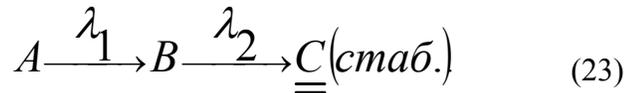
Атом, образовавшийся в результате радиоактивного превращения (продукт распада), может сам оказаться радиоактивным и обладать собственным характерным излучением и периодом полураспада.

4.1 Цепочка из двух изотопов

До сих пор рассматривался распад генетически не связанных между собой изотопов. Однако атом, образовавшийся в результате распада материнского изотопа, может сам оказаться радиоактивным, образуя цепочку радиоактивных атомов. Естественные радиоактивные ряды насчитывают большое количество членов. Цепочки распада встречаются и среди искусственных радиоактивных изотопов, например:



Рассмотрим ситуацию образования радиоактивного дочернего продукта из радиоактивного предка:



Продукт распада - нуклид или радионуклид, образующийся при распаде. Он может образовываться непосредственно при распаде одного радионуклида или в результате серии последовательных распадов нескольких радионуклидов.

Обозначим индексом 1 изотоп A , а индексом 2 - изотоп B .

Тогда дифференциальное уравнение имеет вид:

$$\frac{dN_2}{dt} = \lambda_1 N_1 - \lambda_2 N_2, \quad (24)$$

или

$$\frac{dN_2}{dt} + \lambda_2 N_2 - \lambda_1 N_{10} e^{-\lambda_1 t} = 0 \quad (25)$$

Решение этого линейного дифференциального уравнения первого порядка:

$$N_2 = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_{10} (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}) + N_{20} e^{-\lambda_2 t} \quad (26)$$

здесь N_{10} и N_{20} - значения N_1 и N_2 при $t=0$.

Замечание 1. Приведем решение исходного уравнения. Будем искать его в виде произведения двух функций u и v , т.е. $N_2=uv$, где u и v являются функциями времени. Дифференцируя, получаем

$$\frac{dN_2}{dt} = u \frac{dv}{dt} + v \frac{du}{dt}$$

Подставляя значения функции N_2 и ее производной в Ур.(26), имеем

$$u \frac{dv}{dt} + v \frac{du}{dt} + \lambda_2 uv - \lambda_1 N_{10} e^{-\lambda_1 t} = 0$$

Перепишем

$$u \left(\frac{dv}{dt} + \lambda_2 v \right) + v \frac{du}{dt} - \lambda_1 N_{10} e^{-\lambda_1 t} = 0 \quad (27)$$

Одна из функций (u или v) может быть выбрана произвольно. Выберем v так, чтобы выражение, стоящее в скобках, обратилось в нуль:

$$\frac{dv}{dt} + \lambda_2 v = 0.$$

Тогда

$$\frac{dv}{dt} = -\lambda_2 v$$

и

$$v = e^{-\lambda_2 t}.$$

Подставляя это выражение в равенство (27), получаем дифференциальное уравнение, определяющее u :

$$e^{-\lambda_2 t} \cdot \frac{du}{dt} - \lambda_1 N_{10} e^{-\lambda_1 t} = 0$$

Отсюда

$$du = \lambda_1 N_{10} e^{(\lambda_2 - \lambda_1)t} dt$$

и

$$u = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_{10} e^{(\lambda_2 - \lambda_1)t} + C$$

Таким образом,

$$N = uv = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_{10} e^{-\lambda_1 t} + C e^{-\lambda_2 t} \quad (28)$$

Значение постоянной интегрирования C определяется из начального условия: $N_2 = N_{20}$ при $t=0$. Отсюда

$$C = N_{20} - \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_{10}. \quad (29)$$

После подстановки выражения для C в ур. (28) и простых преобразований получаем окончательное решение, дающее зависимость N_2 от времени Ур(26).

Замечание 2. Часто преподаватели задают ехидный вопрос: а что будет, если $\lambda_1 = \lambda_2 = \lambda$? Ведь в этом случае ур.(26) дает деление на ноль, т.е. бесконечность! Нам такие вопросы не страшны. Действительно:

$$\begin{aligned} du &= \lambda N_{10} dt; & \frac{du}{dt} &= \lambda N_{10}; & u &= \lambda N_{10} t + C; \\ N &= \lambda N_{10} t e^{-\lambda t} + C e^{-\lambda t}; & C &= N_{20} \\ N &= \lambda N_{10} t e^{-\lambda t} + N_{20} e^{-\lambda t} = (\lambda N_{10} t + N_{20}) e^{-\lambda t} \end{aligned} \quad (30)$$

Вернемся к ситуации $\lambda_1 \neq \lambda_2$. Кривая, показывающая изменение во времени числа атомов второго изотопа, проходит через начало координат и имеет максимум в момент времени

$$t_m = \frac{2.303}{\lambda_2 - \lambda_1} (\lg \lambda_2 - \lg \lambda_1)$$

Замечание. Значение времени t_m можно найти дифференцированием общего уравнения (24):

$$N_{20} = 0; \quad \frac{dN_2}{dt} = -\frac{\lambda_1^2}{\lambda_2 - \lambda_1} N_{10} e^{-\lambda_1 t} + \frac{\lambda_1 \lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} N_{10} e^{-\lambda_2 t}.$$

$$\frac{\lambda_2}{\lambda_1} = e^{(\lambda_2 - \lambda_1)t_m}, \quad \text{или} \quad t_m = \frac{2.303}{\lambda_2 - \lambda_1} \lg \frac{\lambda_2}{\lambda_1}.$$

Так как при $t=t_m$ $dN_2/dt=0$, то

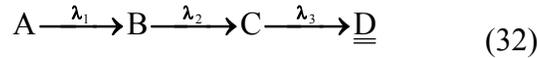
В момент $t=t_m$ скорость распада дочернего вещества $\lambda_2 N_2$ в точности равна скорости его образования $\lambda_1 N_1$, т.е. $A_1 = A_2$. Время точки перегиба кривой изменения активности дочернего нуклида найдем из условия $d^2 N_2 / dt^2 = 0$: $t_{\text{пер}} = 2t_m$.

Если в начальный момент времени материнский изотоп отделён от продуктов распада, так что $N_{2,0} = 0$.

$$N_2 = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_{10} \left(e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t} \right) \quad (31)$$

4.2 Цепочки из трёх и более изотопов

Если имеется цепочка радиоактивных превращений, включающая три звена:



то выражение для N_3 может быть получено путем решения дифференциального уравнения:

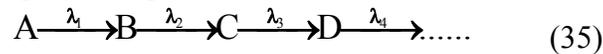
$$\frac{dN_3}{dt} = \lambda_2 N_2 - \lambda_3 N_3. \quad (33)$$

Если в начальный момент времени дочерние изотопы отсутствовали, то изменение числа атомов третьего компонента C в цепочке определяется формулой:

$$N_3(t) = N_{30} \cdot \lambda_1 \cdot \lambda_2 \cdot \left[\frac{e^{-\lambda_1 t}}{(\lambda_2 - \lambda_1) \cdot (\lambda_3 - \lambda_1)} + \frac{e^{-\lambda_2 t}}{(\lambda_1 - \lambda_2) \cdot (\lambda_3 - \lambda_2)} + \frac{e^{-\lambda_3 t}}{(\lambda_1 - \lambda_3) \cdot (\lambda_2 - \lambda_3)} \right] \quad (34)$$

Активность нуклида C : $A_3 = \lambda_3 N_3$.

Разберем общий случай превращения ряда элементов:



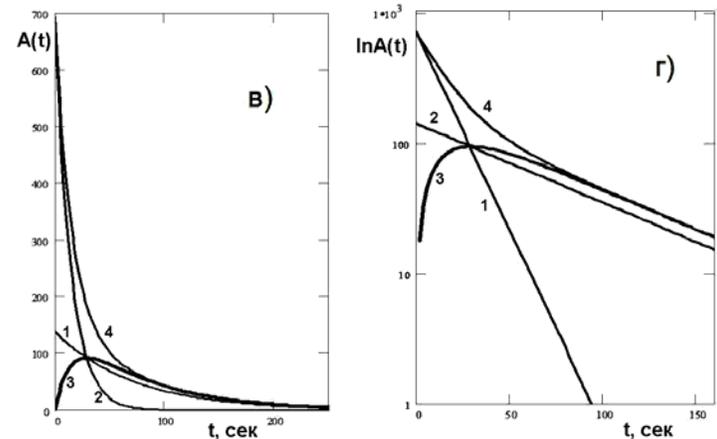
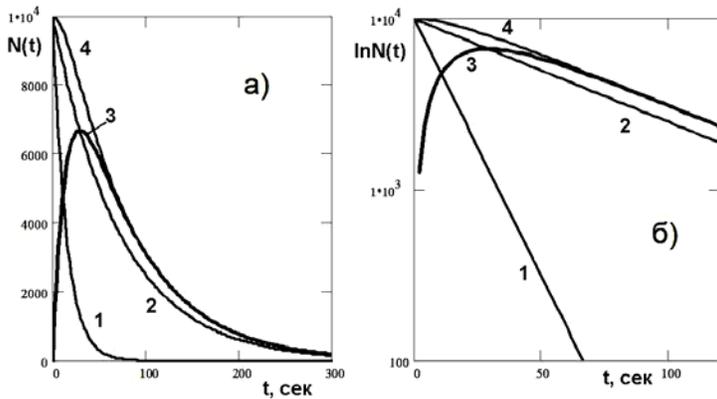
Пусть числа атомов продуктов распада будет соответственно $N_1, N_2, N_3, \dots, N_i$, а соответствующие им постоянные распада: $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, \dots, \lambda_i$.

При условии, что в начальный момент времени ($t = 0$) присутствовал только первый изотоп, количество которого $N_1 = N_{10}$, а $N_2 = N_3 = \dots = N_i = 0$, количество атомов любого элемента N_i в момент времени t найдём по выражению

$$N_i = N_{10} \lambda_1 \lambda_2 \lambda_3 \dots \lambda_{i-1} \cdot \left[\frac{e^{-\lambda_1 t}}{(\lambda_2 - \lambda_1)(\lambda_3 - \lambda_1) \dots (\lambda_i - \lambda_1)} + \frac{e^{-\lambda_2 t}}{(\lambda_1 - \lambda_2)(\lambda_3 - \lambda_2) \dots (\lambda_i - \lambda_2)} + \dots + \frac{e^{-\lambda_{i-1} t}}{(\lambda_1 - \lambda_{i-1})(\lambda_2 - \lambda_{i-1}) \dots (\lambda_{i-1} - \lambda_{i-1})} \right] \quad (36)$$

4.3 Радиоактивные равновесия

В зависимости от того, какое из двух веществ в цепочке из двух генетически связанных радионуклидов обладает большим периодом полураспада, различают три основных случая: случай отсутствия равновесия, подвижное и вековое равновесия.



4.3.1 Случай отсутствия равновесия

Рис. 8. Радиоактивный распад двух генетически связанных радионуклидов: материнский – дочерний.

$A_1 \xrightarrow{\lambda_1} A_2 \xrightarrow{\lambda_2} \bar{A}$ Случай отсутствия радиоактивного равновесия. $A_1 = N_1 * \lambda_1$; $A_2 = N_2 * \lambda_2$, $T_1 = 10$; $T_2 = 50$; $N_{10} = 10000$; $N_{20} = 0$.
 $N_1(t) = N_0 * \exp(-\lambda_1 t)$, $N_2(t) = N_{20} \exp(-\lambda_2 t) + N_{10} \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} (\exp(-\lambda_1 t) - \exp(-\lambda_2 t))$, а) Число атомов – исходный масштаб; б) Число атомов – логарифмический масштаб; в) Активность – исходный масштаб; г) Активность – логарифмический масштаб. Кривая 1 – распад материнского нуклида; кривая 2 – распад дочернего нуклида в свободном состоянии (без материнского нуклида); кривая 3 – распад дочернего нуклида при его образовании из материнского; кривая 4 – суммарная кривая распада изотопов.

Если материнское вещество является более короткоживущим, чем дочернее ($T_1 < T_2$, $\lambda_1 > \lambda_2$), то какого-либо равновесия в цепочке не наблюдается. По мере распада материнского вещества, предварительно очищенного от дочернего, количество дочернего вещества нарастает, проходит через максимум (**Рис.7 а и б**), а затем падает. Кривая изменения активности в системе, где равновесие отсутствует, при $N_{2,0} = 0$ подобна кривой распада смеси генетически не связанных изотопов. Как всегда в точке максимума активность материнского нуклида равна активности дочернего (**Рис. 7 в и г**), и в дальнейшем дочерний распадается в соответствии с собственным периодом полураспада - *долгоживущий потомок короткоживущего предка живёт по своему закону*. Снижение полной активности препарата на начальном участке кривой обусловлено распадом как материнского, так и дочернего изотопов; в дальнейшем материнское вещество полностью распадается, так что изменение активности соответствует периоду полураспада дочернего изотопа.

4.3.2 Подвижное равновесие

Если материнский изотоп живет дольше дочернего ($T_1 > T_2$, $\lambda_1 < \lambda_2$), то достигается так называемое состояние радиоактивного равновесия. Это означает, что по истечении определенного времени отношение количеств радиоактивных атомов материнского и дочернего вещества, а, следовательно, и отношение их скоростей распада становится постоянным. Это непосредственно следует из рассмотрения уравнения (10). При достаточно большом t член $e^{-\lambda_2 t}$ делается пренебрежимо малым по сравнению с $e^{-\lambda_1 t}$, слагаемым $N_{20} e^{-\lambda_2 t}$ также можно пренебречь. Тогда

$$N_2 = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_{10} e^{-\lambda_1 t} \quad (37)$$

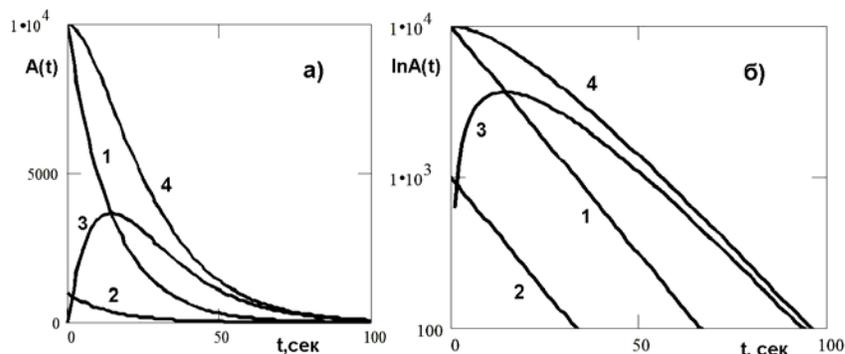


Рис. 9. Радиоактивный распад двух генетически связанных радионуклидов: материнский – дочерний.

Цепочка: $A_1 \xrightarrow{\lambda_1} A_2 \xrightarrow{\lambda_2} \bar{A}$, Случай подвижного радиоактивного равновесия. Период полураспада материнского нуклида равен периоду полураспада дочернего $A_1 = N_1 * \lambda_1$; $A_2 = N_2 * \lambda_2$, $T_1 = 10$; $T_2 = 10.01$; $N_{10} = 10000$; $N_{20} = 0$, $N_1(t) = N_0 * \exp(-\lambda_1 t)$,

$$N_2(t) = N_{20} \exp(-\lambda_2 t) + N_{10} \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} (\exp(-\lambda_1 t) - \exp(-\lambda_2 t))$$

а) Активность – исходный масштаб; б) Активность – логарифмический масштаб.

и так как $N_1 = N_{10} e^{-\lambda_1 t}$, то

$$\frac{N_1}{N_2} = \frac{\lambda_2 - \lambda_1}{\lambda_1} \quad (38a)$$

и равновесное количество атомов дочернего вещества определяется выражением:

$$(N_2)_{равн} = \frac{\lambda_1 N_1}{\lambda_2 - \lambda_1} \quad (39)$$

Поскольку $A_1 = \lambda_1 N_1$, $A_2 = \lambda_2 N_2$, отношение измеряемых активностей равно

$$\frac{A_1}{A_2} = \frac{\lambda_2 - \lambda_1}{\lambda_2} \quad (38б)$$

Замечание: Следует обратить внимание, что правые части уравнений (38a) и (38б) не одинаковы.

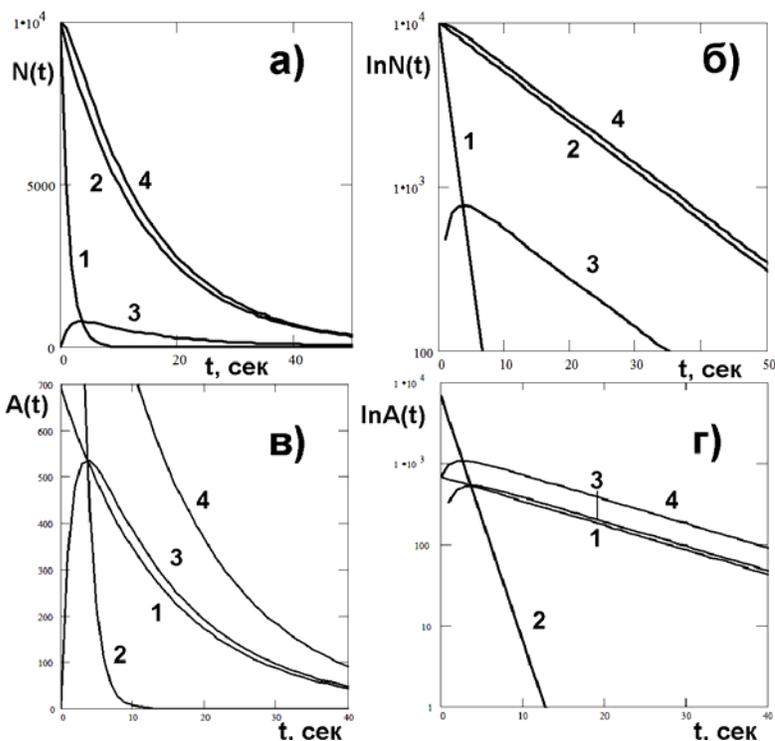


Рис. 10. Радиоактивный распад двух генетически связанных радионуклидов: материнский – дочерний. Цепочка:

$A_1 \xrightarrow{\lambda_1} A_2 \xrightarrow{\lambda_2} \bar{A}$ Случай подвижного радиоактивного равновесия: период полураспада дочернего нуклида меньше периода полураспада материнского, $A_1 = N_1 \cdot \lambda_1$; $A_2 = N_2 \cdot \lambda_2$, $T_1 = 10$; $T_2 = 1$; $N_{10} = 10000$; $N_{20} = 0$, $N_1(t) = N_0 \cdot \exp(-\lambda_1 t)$,

$$N_2(t) = N_{20} \exp(-\lambda_2 t) + N_{10} \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} (\exp(-\lambda_1 t) - \exp(-\lambda_2 t))$$

а) Число атомов – исходный масштаб; б) Число атомов – логарифмический масштаб; в)

Активность – исходный масштаб; г) Активность – логарифмический масштаб.

В зависимости от соотношения между λ_1 и λ_2 величина A_1/A_2 может принимать любое значение от 0 до 1. Таким образом, при подвижном равновесии дочерняя активность **больше** материнской на фактор $\lambda_1/(\lambda_2 - \lambda_1)$. При равновесии активности обоих изотопов уменьшаются с периодом полураспада материнского нуклида (*Короткоживущий потомок находится на иждивении долгоживущего предка и живёт по его закону*). При условии $\lambda_2 > \lambda_1$ суммарная активность материнского и дочернего веществ (в первоначально чистой материнской фракции) со временем нарастает, а затем проходит через максимум; только после этого устанавливается подвижное равновесие.

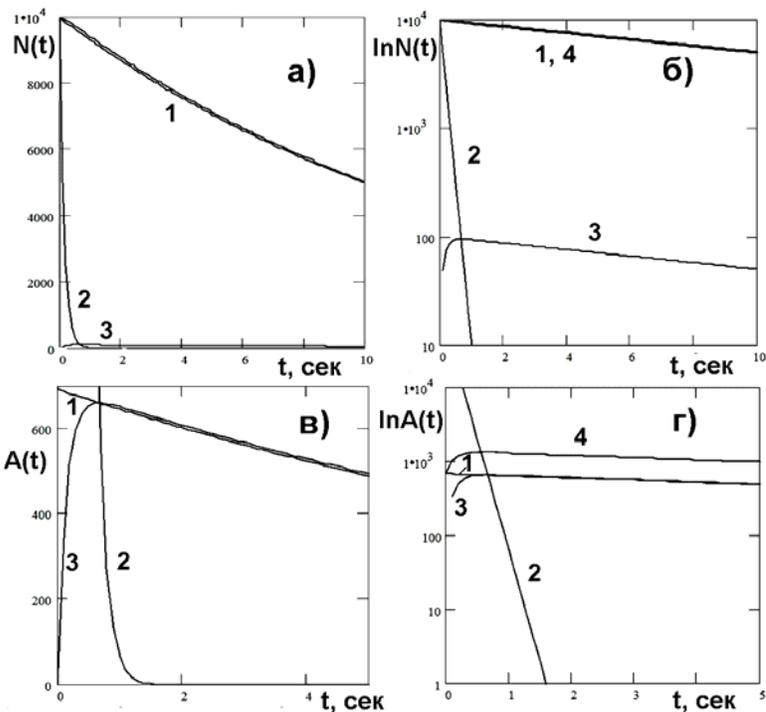


Рис. 11. Радиоактивный распад двух генетически связанных радионуклидов: материнский – дочерний. $A_1 \xrightarrow{\lambda_1} A_2 \xrightarrow{\lambda_2} \bar{A}$
 Случай векового радиоактивного равновесия (Период полураспада материнского радионуклида намного больше периода полураспада дочернего). $A_1 = N_1 \lambda_1$; $A_2 = N_2 \lambda_2$, $T_1 = 10$; $T_2 = 0.1$; $N_{10} = 10000$; $N_{20} = 0$, $N_1(t) = N_0 \exp(-\lambda_1 t)$, а)
 Число атомов – исходный масштаб; б) Число атомов – логарифмический масштаб; в) Активность – исходный масштаб; г) Активность – логарифмический масштаб.

$$N_2(t) = N_{20} \exp(-\lambda_2 t) + N_{10} \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} (\exp(-\lambda_1 t) - \exp(-\lambda_2 t)) \quad \text{а)}$$

При подвижном равновесии $(N_2)_{\text{равн}}$ уменьшается с периодом полураспада материнского изотопа:

$$(N_2)_{\text{равн}} = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_{10} e^{-\lambda_1 t} \quad (40)$$

На **Рис. 10** представлены кривые распада и накопления двух генетически связанных радионуклидов для частного случая подвижного равновесия - одинаковых значений периодов полураспада материнского и дочернего нуклидов, а на **Рис. 11** – общий случай подвижного равновесия. Наклон правой части кривой дочернего изотопа, построенной в логарифмическом масштабе, соответствует T_1 .

Замечание. В точке, где активность дочернего нуклида достигает максимума, активность материнского нуклида **всегда** равна активности дочернего!

4.3.3 Вековое равновесие

Вековым (секулярным) равновесием называется предельный случай радиоактивного равновесия, когда $T_1 \gg T_2$, $\lambda_1 \ll \lambda_2$ и когда в течение времени, равного многим периодам полураспада дочернего вещества, материнская активность заметно не уменьшается. Пусть $\lambda_1 \ll \lambda_2$, то

$$\frac{N_1}{N_2} = \frac{\lambda_2}{\lambda_1}, \quad (41)$$

или $\lambda_1 N_1 = \lambda_2 N_2$ или $A_1 = A_2$. В случае векового равновесия время t_m бесконечно велико.

Количество атомов дочернего изотопа при вековом равновесии равно

$$(N_2)_{\text{равн}} = \frac{\lambda_1 N_1}{\lambda_2} \quad (42)$$

Если отделить равновесное количество атомов изотопа B от материнского вещества A , то уменьшение числа атомов дочернего вещества будет подчиняться основному закону распада:

$$(N_2)_{\text{равн}} = \frac{\lambda_1 N_1}{\lambda_2} e^{-\lambda_2 t} \quad (43)$$

Одновременно в материнском веществе происходит накопление дочернего изотопа. Очевидно, что общее число атомов дочернего изотопа в выделенном веществе и в материнской фракции в любой момент времени будет равно $(N_2)_{\text{равн}}$. Поэтому накопление дочернего изотопа в очищенном материнском веществе выражается уравнением:

$$(N_2)_{\text{накоп}} = \frac{\lambda_1 N_1}{\lambda_2} \left(1 - e^{-\lambda_2 t} \right) \quad (44)$$

Таким образом, увеличение числа атомов дочернего изотопа в первоначально очищенном материнском препарате зависит лишь от постоянной распада (и связанного с ней периода полураспада) дочернего вещества. За время, равное периоду полураспада T_2 дочернего изотопа, накапливается половина равновесного количества его атомов, Состояние векового равновесия практически достигается при $t > 10T_2$, в этом случае N_2 отличается от равновесного не более чем на 0,1%.

На **Рис.11** приведен пример векового равновесия. По мере уменьшения λ_1 по сравнению с λ_2 кривые для случая подвижного равновесия все более и более приближаются к предельным кривым векового равновесия (**Рис.12**).

На **Рис.13** приведены примеры расчетов процессов распада и накопления в цепочке, состоящей из двух генетически связанных радионуклидов. Рисунок иллюстрирует влияние соотношения периодов полураспада материнского и дочернего радионуклидов на форму кинетической кривой накопления активности дочернего элемента.

Из **Рис.13** видно, что пик на кривой $A(t)$ дочернего нуклида всегда лежит на кривой активности материнского изотопа. При малых значениях T_2 (короткоживущий потомок долгоживущего предка) дочерний нуклид распадается по закону предка, а при больших значениях периода полураспада дочернего нуклида, последний распадается по собственному закону.

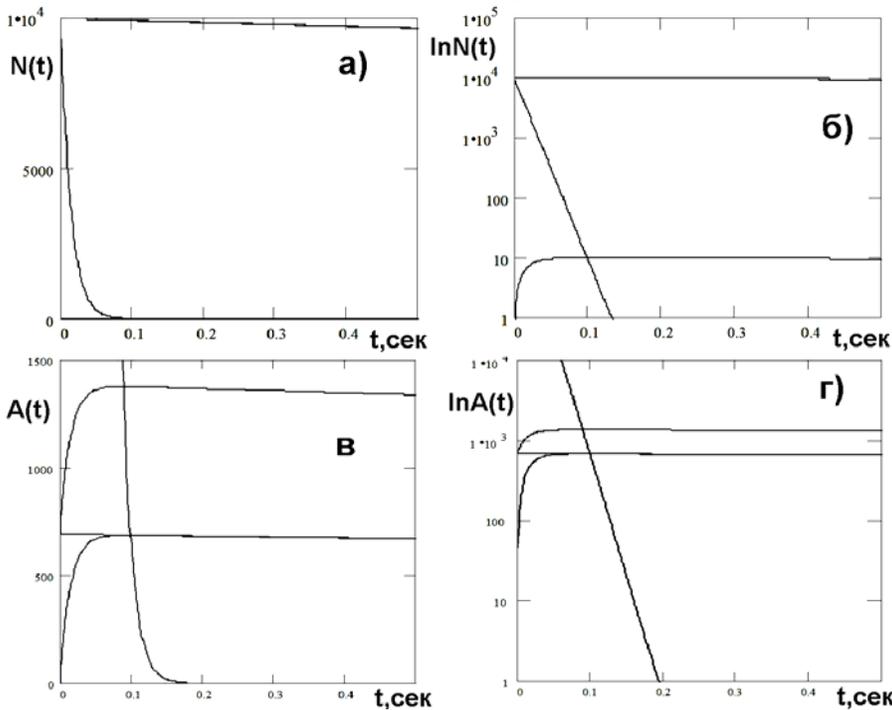


Рис. 12. Радиоактивный распад двух генетически связанных радионуклидов: материнский – дочерний. Цепочка:

$A_1 \xrightarrow{\lambda_1} A_2 \xrightarrow{\lambda_2} \bar{A}$ Случай векового радиоактивного равновесия (Период полураспада материнского радионуклида намного больше периода полураспада дочернего), $A_1 = N_1 \cdot \lambda_1$; $A_2 = N_2 \cdot \lambda_2$, $T_1 = 10$; $T_2 = 0.01$; $N_{10} = 10000$; $N_{20} = 0$, $N_1(t) = N_0 \cdot \exp(-\lambda_1 t)$,

$N_2(t) = N_{20} \exp(-\lambda_2 t) + N_{10} \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} (\exp(-\lambda_1 t) - \exp(-\lambda_2 t))$, а) Число атомов – исходный масштаб; б) Число атомов – логарифмический масштаб; в) Активность – исходный масштаб; г) Активность – логарифмический масштаб.

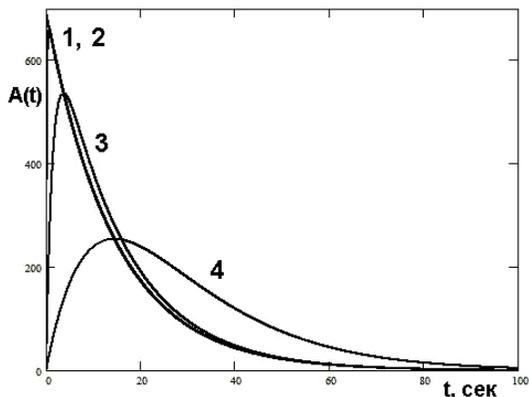


Рис. 13. Радиоактивный распад двух генетически связанных радионуклидов: материнский – дочерний. Цепочка $A_1 \xrightarrow{\lambda_1} A_2 \xrightarrow{\lambda_2} \bar{A}$. Радиоактивное равновесие. Влияние периода полураспада дочернего элемента на его кинетику накопления. Период полураспада материнского нуклида, $T_1=10$ мин. $T_2 = 0.1$ (1); 1(2); 10 (3); 100(4) мин

Замечание. В отличие от распада смеси компонентов, суммарная кривая распада генетически связанных радионуклидов выпукла относительно начала координат.

Примеры процессов распада и накопления нуклидов в трехкомпонентной цепочке приведены на **Рис.14**. Расчёты проводили при значениях параметров: $A_{10}=10000$ имп/мин, $T_1=10$ мин, $T_2=2$ мин и

$T_3=0.4$ мин. Видно, что в точке максимума активности третьего нуклида его активность совпадает с активностью второго (предшествующего) нуклида, а максимум активности второго нуклида лежит на кривой распада 1-го нуклида (Здесь мы ограничились случаем наличия подвижного равновесия между всеми членами ряда).

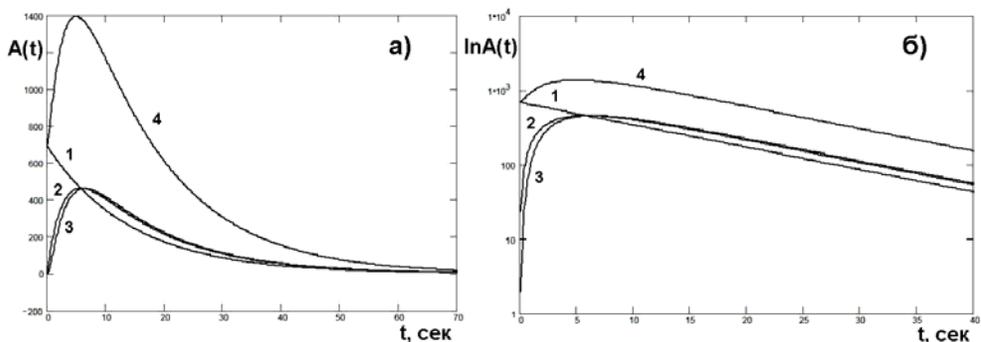


Рис. 14. Радиоактивный распад трёх генетически связанных радионуклидов: материнский – дочерний 1 – дочерний 2. Цепочка $A_1 \xrightarrow{\lambda_1} A_2 \xrightarrow{\lambda_2} A_3 \xrightarrow{\lambda_3} \bar{A}$. Подвижное равновесие по всему ряду. $N_1(t)=N_0 \cdot \exp(-\lambda_1 t)$

$$N_3(t) = N_{30} \exp(-\lambda_3 t) + N_{20} \frac{\lambda_2}{\lambda_3 - \lambda_2} (\exp(-\lambda_2 t) - \exp(-\lambda_3 t)) + N_{10} \lambda_1 \lambda_2 \left[\frac{\exp(-\lambda_1 t)}{(\lambda_2 - \lambda_1) * (\lambda_3 - \lambda_1)} + \frac{\exp(-\lambda_2 t)}{(\lambda_1 - \lambda_2) * (\lambda_3 - \lambda_2)} + \frac{\exp(-\lambda_3 t)}{(\lambda_1 - \lambda_3) * (\lambda_2 - \lambda_3)} \right]$$

$$A_1=N_1 \cdot \lambda_1; A_2=N_2 \cdot \lambda_2; A_3=N_3 \cdot \lambda_3, T_1=10; T_2=2; T_3=0.4; N_{10}=10000; N_{20}=0; N_{30}=0.$$

В качестве примера реального процесса распада и накопления генетически связанных радионуклидов на **Рис. 15** приведены кривые, показывающие изменение активности при накоплении и распаде активного налета радона-222, т.е. в цепи распада RaA-RaB-RaC- при условии, что в начальный момент времени присутствуют только атомы RaA.

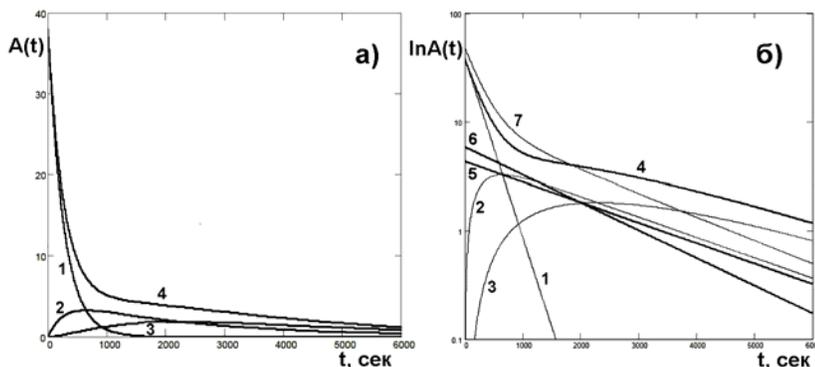


Рис. 15. Распад активного налета радона-222 (начало ряда). Цепочка: RaA—RaB—RaC, $N_1(t)=N_0 \cdot \exp(-\lambda_1 t)$

$$N_2(t) = N_{10} \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} (\exp(-\lambda_1 t) - \exp(-\lambda_2 t)), N_3(t) = N_{10} \lambda_1 \lambda_2 \left[\frac{\exp(-\lambda_1 t)}{(\lambda_2 - \lambda_1) * (\lambda_3 - \lambda_1)} + \frac{\exp(-\lambda_2 t)}{(\lambda_1 - \lambda_2) * (\lambda_3 - \lambda_2)} + \frac{\exp(-\lambda_3 t)}{(\lambda_1 - \lambda_3) * (\lambda_2 - \lambda_3)} \right]$$

$A_1=N_1 \cdot \lambda_1; A_2=N_2 \cdot \lambda_2; A_3=N_3 \cdot \lambda_3, T_1=3.05$ мин; $T_2=26.8$ мин; $T_3=19.7$ мин; $N_{10}=10000$. а) Активность – исходный масштаб; б) Активность – логарифмический масштаб.

4.4 Разветвленный распад

Разновидностью общей схемы радиоактивного распада является разветвленный распад. Ветвление означает, что при распаде радионуклида образуется не один дочерний нуклид, а два (иногда и несколько) нуклида:



Если число атомов вещества A в данный момент – N_A , то скорость этого распада вещества составляет:

$$\frac{dN_A}{dt} = -(\lambda_b + \lambda_c)N_A = -\lambda_A N_A \quad (46)$$

При рассмотрении общего процесса распада следует учитывать обе константы λ_b и λ_c ; при этом изотоп B образуется со скоростью $\lambda_b N_A$, однако вещество A распадается со скоростью $(\lambda_b + \lambda_c)N_A$. Заметим, что A может иметь только один период полураспада, определяемый в этом случае равенством $t_{1/2} = 0.693/(\lambda_b + \lambda_c)$. При определении периода полураспада исходят из общей скорости уменьшения количества радиоактивного вещества вне зависимости от механизма процессов, приводящих к уменьшению активности.

Если имеется цепочка радиоактивных превращений, содержащая разветвления, то, применяя к ней общее решение константы λ_i в числителях слагаемых в точках разветвления следует заменить парциальными константами λ_i^* ; каждую ветвь надо просчитывать самостоятельно. Если вслед за разветвлением цепочки после ряда распадов снова соединяются (как это наблюдается в естественных радиоактивных семействах), то число атомов ниже этой точки получается суммированием радиоактивных превращений по обоим цепочкам.

При наличии разветвлений общая величина константы радиоактивного распада равняется сумме констант распада в каждом из возможных направлений: $\lambda = \sum \lambda_i$. Соответственно, вероятность каждого из возможных путей распада $f_i = \lambda_i / \lambda$, а период полураспада данного i -го варианта радиоактивного превращения связан с наблюдаемым общим периодом полураспада соотношением $T_i = T / f_i$

Если обозначить постоянную распада некоторого нуклида ряда как λ_i , то общая постоянная распада

$$\lambda \equiv \lambda_1 + \lambda_2 + \dots = \sum_{i=1}^N \lambda_i \quad (47)$$

а общий период полураспада

$$\frac{1}{T_{1/2}} = \frac{1}{T_{1,1/2}} + \frac{1}{T_{2,1/2}} + \dots \equiv \sum_{i=1}^N \frac{1}{T_{i,1/2}} \quad (48)$$

Доля распадов, происшедших по i -ой моде задаётся уравнением:

$$f_i \equiv \frac{\lambda_i}{\sum \lambda_i} = \frac{\lambda_i}{\lambda} \quad (49)$$

Аналогично, неточность в энергии, связанная с данным состоянием, ΔE , принципом неопределённости Гайзенберга, может быть рассчитана из времени жизни каждой моды распада. Тогда общая ширина уровня:

$$\Gamma = \Gamma_1 + \Gamma_2 + \Gamma_3 + \dots = \sum_{i=1}^N \Gamma_i \quad (50)$$

где $\Gamma_i = \frac{1}{\tau_i}$

Это соотношение особенно полезно в интерпретации состояний распада, сформированных внутриядерными реакциями, в которых конкурируют такие процессы, как α -распад, эмиссия протонов, эмиссия нейтронов и т.п. при снятии возбуждения ядра. В этом случае мы можем выразить общую ширину как

$$\Gamma = \Gamma_\alpha + \Gamma_p + \Gamma_n \quad (51)$$

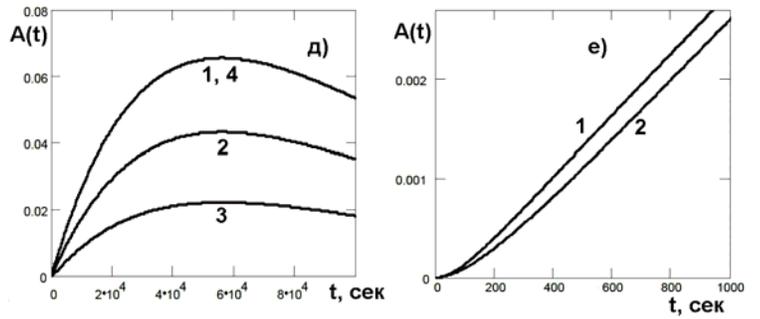
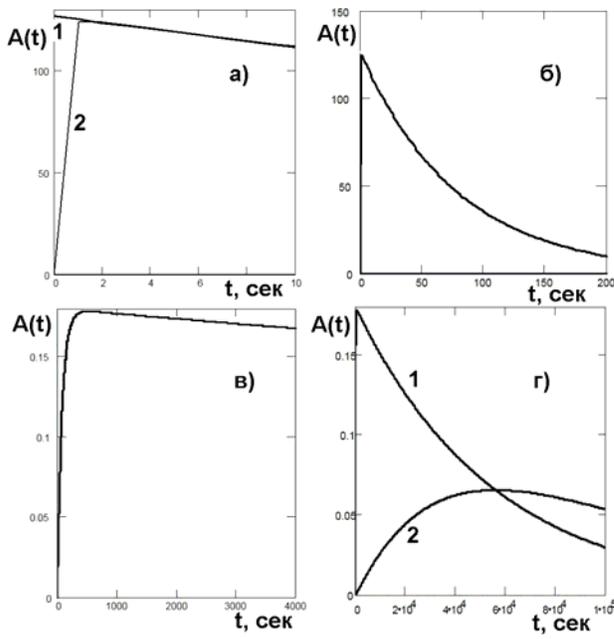


Рис. 16. Распад радона-220 (торон) и его активного налета, Цепочка: Tn(1)—ThA(2)—ThB(3)—ThC(4)—[(вилка)—66%ThC'(5a)—34%ThC''(5b)], $N_1(t)=N_0 \cdot \exp(-\lambda_1 t)$, $N_2(t) = N_{10} \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} (\exp(-\lambda_1 t) - \exp(-\lambda_2 t))$,

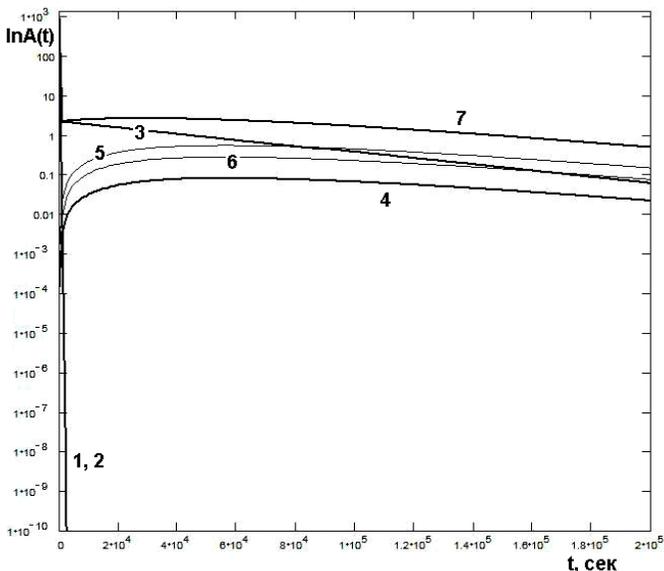
$$N_3(t) = N_{10} \lambda_1 \lambda_2 \left[\frac{\exp(-\lambda_1 t)}{(\lambda_2 - \lambda_1) * (\lambda_3 - \lambda_1)} + \frac{\exp(-\lambda_2 t)}{(\lambda_1 - \lambda_2) * (\lambda_3 - \lambda_2)} + \frac{\exp(-\lambda_3 t)}{(\lambda_1 - \lambda_3) * (\lambda_2 - \lambda_3)} \right],$$

$$N_4(t) = N_{10} \lambda_1 \lambda_2 \lambda_3 \left[\frac{\exp(-\lambda_1 t)}{(\lambda_2 - \lambda_1) * (\lambda_3 - \lambda_1) * (\lambda_4 - \lambda_1)} + \frac{\exp(-\lambda_2 t)}{(\lambda_1 - \lambda_2) * (\lambda_3 - \lambda_2) * (\lambda_4 - \lambda_2)} + \frac{\exp(-\lambda_3 t)}{(\lambda_1 - \lambda_3) * (\lambda_2 - \lambda_3) * (\lambda_4 - \lambda_3)} + \frac{\exp(-\lambda_4 t)}{(\lambda_1 - \lambda_4) * (\lambda_2 - \lambda_4) * (\lambda_3 - \lambda_4)} \right],$$

$$N_{5a}(t) = N_{10} \lambda_1 \lambda_2 \lambda_3 \lambda_4 p_a \left[\frac{\exp(-\lambda_1 t)}{(\lambda_2 - \lambda_1) * (\lambda_3 - \lambda_1) * (\lambda_4 - \lambda_1) * (\lambda_{5a} - \lambda_1)} + \frac{\exp(-\lambda_2 t)}{(\lambda_1 - \lambda_2) * (\lambda_3 - \lambda_2) * (\lambda_4 - \lambda_2) * (\lambda_{5a} - \lambda_2)} + \frac{\exp(-\lambda_3 t)}{(\lambda_1 - \lambda_3) * (\lambda_2 - \lambda_3) * (\lambda_4 - \lambda_3) * (\lambda_{5a} - \lambda_3)} + \frac{\exp(-\lambda_4 t)}{(\lambda_1 - \lambda_4) * (\lambda_2 - \lambda_4) * (\lambda_3 - \lambda_4) * (\lambda_4 - \lambda_{5a})} + \frac{\exp(-\lambda_{5a} t)}{(\lambda_1 - \lambda_{5a}) * (\lambda_2 - \lambda_{5a}) * (\lambda_3 - \lambda_{5a}) * (\lambda_4 - \lambda_{5a})} \right],$$

$$N_{5b}(t) = N_{10} \lambda_1 \lambda_2 \lambda_3 \lambda_4 p_b \left[\frac{\exp(-\lambda_1 t)}{(\lambda_2 - \lambda_1) * (\lambda_3 - \lambda_1) * (\lambda_4 - \lambda_1) * (\lambda_{5b} - \lambda_1)} + \frac{\exp(-\lambda_2 t)}{(\lambda_1 - \lambda_2) * (\lambda_3 - \lambda_2) * (\lambda_4 - \lambda_2) * (\lambda_{5b} - \lambda_2)} + \frac{\exp(-\lambda_3 t)}{(\lambda_1 - \lambda_3) * (\lambda_2 - \lambda_3) * (\lambda_4 - \lambda_3) * (\lambda_{5b} - \lambda_3)} + \frac{\exp(-\lambda_4 t)}{(\lambda_1 - \lambda_4) * (\lambda_2 - \lambda_4) * (\lambda_3 - \lambda_4) * (\lambda_4 - \lambda_{5b})} + \frac{\exp(-\lambda_{5b} t)}{(\lambda_1 - \lambda_{5b}) * (\lambda_2 - \lambda_{5b}) * (\lambda_3 - \lambda_{5b}) * (\lambda_4 - \lambda_{5b})} \right],$$

$$A_1 = N_1 * \lambda_1; A_2 = N_2 * \lambda_2; A_3 = N_3 * \lambda_3; A_4 = N_4 * \lambda_4; A_{5a} = N_{5a} * \lambda_{5a}; A_{5b} = N_{5b} * \lambda_{5b}. T_1 = 54.5 \text{ с};$$



$T_2 = 0,158 \text{ с}; T_3 = 3.852 * 10^4 \text{ с}; T_4 = 1.766 * 10^{-5} \text{ с}; T_{5a} = 2.9 * 10^{-7} \text{ с}; T_{5b} = 3.727 * 10^{-3} \text{ с}; N_{10} = 10000$. а) Активность изотопов 1 (кривая 1) и 2 (кривая 2). Ранние времена; б) Активность изотопов 1 (кривая 1) и 2 (кривая 2) Средние времена; в) Активность изотопа 3. Средние времена; г) Активности изотопов 3 (кривая 1) и 4 (кривая 2). Большие времена; д) Активности изотопов 4 (кривая 1), 5a (кривая 2), 5b (кривая 3) и суммарная активность изотопов 5 (кривая 4); е) Активность изотопа 4 (кривая 1) и суммарная активность изотопа 5 (кривая 2).

Рис. 17. Распад активного налета (дочерних продуктов распада) торона (^{220}Rn). Логарифмический масштаб.

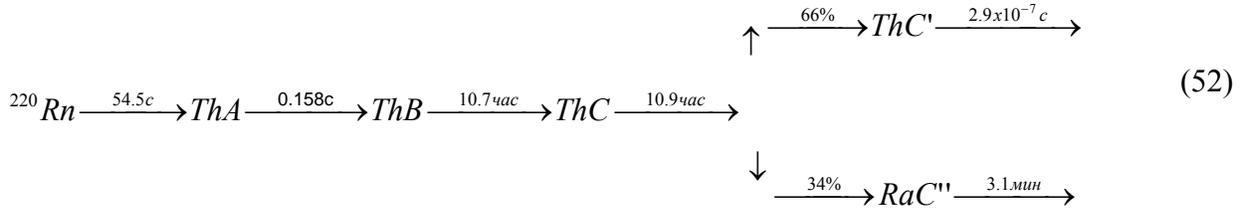
Пример 1. Нуклид ^{64}Cu ($T_{1/2} = 12,7$ час) распадается по двум каналам: электронный захват (61%) и β^- - распад (39%). Чему равны периоды полураспада по каждому каналу? Чему равна парциальная ширина распада по электронному захвату?

Решение. $\lambda = \ln 2 / 12,7 \text{ час} = 5,46 * 10^{-3} \text{ ч}^{-1}$; $\lambda = \lambda_{\text{эз}} + \lambda_{\beta} = \lambda_{\text{эз}} + (39/61) \lambda_{\text{эз}}$;

$$\lambda_{\text{эз}} = 3,329 * 10^{-2} \text{ ч}^{-1}; T_{1/2, \text{эз}} = (\ln 2) / \lambda_{\text{эз}} = 20,8 \text{ ч}; \lambda_{\beta} = (39/61) \lambda_{\text{эз}} = 2,128 * 10^{-2} \text{ ч}^{-1}; T_{1/2, \beta} = (\ln 2) / \lambda_{\beta} = 32,6 \text{ ч}; \tau_{\text{эз}} = T_{1/2, \text{эз}} / \ln 2 = 30 \text{ ч} = 108131 \text{ с};$$

$\Gamma_{\alpha} = \hbar/\tau = 6,582 \times 10^{-22} \text{ МэВ} \cdot \text{с} / 108131 \text{ с} = 6,1 \times 10^{-27} \text{ МэВ}$. Все радиоактивные ядра естественного происхождения имеют малые парциальные ширины. Как Вы заметили, ^{64}Cu способен распадаться и на ^{64}Zn и на ^{64}Ni . Это не обычно, но всё же может происходить с некоторыми нечётно – нечётными ядрами.

В качестве других примеров, на Рис. 16 и 17 приведены кривые распада торона (радона – 220) и образование активного налета. Рассматривался участок ряда:



Здесь продукты распада существенно более долгоживущие по сравнению с радоном, но тоже имеется вилка.

4.5 Степень равновесности

В зависимости от схемы распада радиоактивные цепочки могут быть простыми (линейные) или сложными (с ветвлениями). В сложных цепочках важно знать коэффициенты ветвления, характеризующие приходящуюся на данный вид превращения долю переходов. Степень равновесности η_i дочерних радионуклидов по отношению к материнскому определяется соотношением их периодов полураспада,

$$\eta_i = \frac{A_i}{A_1} = \frac{N_i \lambda_i}{N_1 \lambda_1} = \frac{N_i T_1}{N_1 T_i} \quad (53)$$

Для первого дочернего элемента:

$$\eta_2 = \frac{N_2 \lambda_2}{N_1 \lambda_1} = \frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} \{1 - \exp[-(\lambda_2 - \lambda_1)t]\} \quad (54a)$$

$$\eta_3 = \frac{N_3 \lambda_3}{N_1 \lambda_1} = \lambda_2 \lambda_3 \left[\frac{1}{(\lambda_2 - \lambda_1)(\lambda_3 - \lambda_1)} - \frac{\exp[-(\lambda_2 - \lambda_1)t]}{(\lambda_1 - \lambda_2)(\lambda_3 - \lambda_2)} + \frac{\exp[-(\lambda_3 - \lambda_1)t]}{(\lambda_1 - \lambda_3)(\lambda_2 - \lambda_3)} \right] \quad (54b)$$

и т.д.

Таким образом, если символом A обозначить активность, гамма-эквивалент, энергетический выход или гамма-постоянную, то при наличии простой цепочки суммарные характеристики будут определяются соотношением:

$$A = A_1 + \sum_{i=2}^n A_i \eta_i. \quad (55)$$

В сложной цепочке с коэффициентами ветвления ω_i суммарные характеристики определяются соотношением:

$$A = A_1 + \sum_{i=2}^n \omega_i A_i \eta_i. \quad (56)$$

Замечание. Приведенные здесь выражения следует учитывать при использовании значений энергетических выходов и гамма-постоянных радиоактивных нуклидов для дозиметрических расчетов.

4.6 Примеры радиоактивных распадов

Ториевый ряд.

Два изотопа могут находиться в различном соотношении в зависимости от того, в каком равновесии они находятся. Пусть $^{212}\text{Pb}(\text{ThB})$ отделен от всех других изотопов. После истечения 10 час он придет в равновесие с дочерним $^{212}\text{Bi}(\text{ThC})$. В данном случае ^{212}Bi находится в подвижном равновесии с ^{212}Pb . Но ^{212}Pb и ^{212}Bi могут находиться в вековом равновесии с ^{232}Th , родоначальником этого ряда. В первом случае количество дочернего ^{212}Bi определяется из соотношения:

$$N_{\text{Bi}}^n = N_{\text{Pb}} \frac{\lambda_{\text{Pb}}}{\lambda_{\text{Bi}} - \lambda_{\text{Pb}}} = N_{\text{Pb}} \frac{1.82 \cdot 10^{-5}}{1.91 \cdot 10^{-4} - 1.82 \cdot 10^{-5}} = 0.105 N_{\text{Pb}}$$

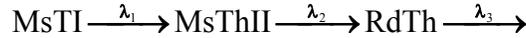
Во втором случае с тем же количеством ^{212}Pb находится уже другое количество ^{212}Bi :

$$N_{Bi}^b = N_{Pb} \frac{\lambda_{Pb}}{\lambda_{Bi}} = 0.095 N_{Pb},$$

т.е. $\frac{N_{Bi}^n}{N_{Bi}^b} = \frac{\lambda_{Bi}}{\lambda_{Bi} - \lambda_{Pb}} = 1.105.$

Этот пример показывает, что при соизмеримых периодах полураспада необходимо учитывать, какой тип равновесия связывает интересующую нас пару изотопов.

Распад мезотория. Если между двумя радиоактивными изотопами в ряду распада находится короткоживущий изотоп, то можно при расчетах принимать, что третий изотоп образуется непосредственно из первого. Примером может служить переход MsThI (^{228}Ra) через MsThII (^{228}Ac) в RdTh (^{228}Th)



$T_1=6.7$ года, $T_2=6.13$ часа, $T_3=1.9$ года.

Действительно, количество атомов RaTh:

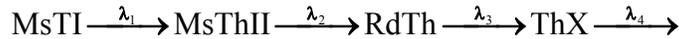
$$N_3 = N_{10} \lambda_1 \lambda_2 \left[\frac{e^{-\lambda_1 t}}{(\lambda_2 - \lambda_1)(\lambda_3 - \lambda_1)} + \frac{e^{-\lambda_2 t}}{(\lambda_1 - \lambda_2)(\lambda_3 - \lambda_2)} + \frac{e^{-\lambda_3 t}}{(\lambda_1 - \lambda_3)(\lambda_2 - \lambda_3)} \right]$$

при условии $\lambda_2 \gg \lambda_1$ и $\lambda_2 \gg \lambda_3$, а также $e^{-\lambda_2 t} = 0$ имеем:

$$N_3 = N_{10} \lambda_1 \lambda_2 \left[\frac{e^{-\lambda_1 t}}{\lambda_2(\lambda_3 - \lambda_1)} + \frac{e^{-\lambda_3 t}}{\lambda_2(\lambda_2 - \lambda_3)} \right] = \frac{N_{10} \lambda_1}{\lambda_3 - \lambda_1} (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_3 t})$$

т.е. практически накопление третьего изотопа цепочки происходит так, как будто он образуется непосредственно из первого.

Продолжим цепочку



($T_4=3.64$ дня) и рассмотрим образование ThX (^{224}Ra).

Вследствие малого периода полураспада MsThII его количество можно не учитывать. Обозначим числа атомов в начальный момент времени ($t=0$) для MsThI, RdTh и ThX через M_0 , R_0 и X_0 соответственно. Количество атомов ThX для момента времени t обозначим через X ; оно состоит из трех слагаемых: числа атомов, оставшихся к моменту времени t от начального количества их X_0 , т.е. $\varphi(X_0)$; числа атомов ThX, образовавшихся из R_0 атомов радиотория $\varphi(R_0)$, и числа атомов ThX, образовавшихся из M_0 атомов MsThI $\varphi(M_0)$.

$$X = \varphi(X_0) + \varphi(R_0) + \varphi(M_0)$$

Значение каждого из этих слагаемых вычисляется по общим формулам. Обозначим константы распада ThX, RdTh и MsThI через λ_X , λ_R , λ_M , может написать три выражения для определения чисел атомов, указанных выше:

$$\varphi(X_0) = X_0 e^{-\lambda_X t}$$

$$\varphi(R_0) = \frac{R_0 \lambda_R}{\lambda_X - \lambda_R} (e^{-\lambda_R t} - e^{-\lambda_X t})$$

$$\begin{aligned} \varphi(M_0) = & M_0 \lambda_M \lambda_R \left[\frac{e^{-\lambda_M t}}{(\lambda_R - \lambda_M)(\lambda_X - \lambda_M)} + \frac{e^{-\lambda_R t}}{(\lambda_M - \lambda_R)(\lambda_X - \lambda_R)} + \right. \\ & \left. + \frac{e^{-\lambda_X t}}{(\lambda_M - \lambda_X)(\lambda_R - \lambda_X)} \right] \end{aligned}$$

Производя суммирование, получим выражение для общего количества атомов ThX к моменту времени t :

$$X = \left(X_0 - \frac{R_0 \lambda_R}{\lambda_X - \lambda_R} + \frac{M_0 \lambda_M \lambda_R}{(\lambda_M - \lambda_X)(\lambda_R - \lambda_M)} \right) e^{-\lambda_X t} +$$

$$+ \left(\frac{R_0 \lambda_R}{\lambda_X - \lambda_R} + \frac{M_0 \lambda_M \lambda_R}{(\lambda_M - \lambda_R)(\lambda_X - \lambda_R)} \right) e^{-\lambda_R t} + \frac{M_0 \lambda_M \lambda_R}{(\lambda_R - \lambda_M)(\lambda_X - \lambda_M)} e^{-\lambda_M t}$$

Так как величина радиоактивной постоянной λ_X значительно больше двух других, а именно $\lambda_X = 0.19 \text{ д}^{-1}$, $\lambda_R = 10 \cdot 3 \text{ д}^{-1}$, $\lambda_X = 2.8 \cdot 10^{-4} \text{ д}^{-1}$, то можно упростить полученное выражение для случаев, когда значения времени очень малы и очень велики.

Для малых значений t по сравнению с $T_{1/2X}$ можно положить

$$e^{-\lambda_R t} = e^{-\lambda_M t} = 1$$

Приняв во внимание, что $\lambda_R \ll \lambda_X$ и $\lambda_M \ll \lambda_X$ и произведя соответствующие преобразования, получим:

$$X = X_0 e^{-\lambda_X t} + \left(\frac{M_0 \lambda_M \lambda_R}{\lambda_X^2} - R_0 \frac{\lambda_R}{\lambda_X} \right) e^{-\lambda_X t} + \frac{R_0 \lambda_R}{\lambda_X}$$

или приближенно:

$$X \approx X_0 e^{-\lambda_X t} + R_0 \frac{\lambda_R}{\lambda_X} (1 - e^{-\lambda_X t})$$

Если выразить количества атомов ThX в единицах равновесного ^{232}Th , получим для малых значений t :

$$X \approx X_0 e^{-\lambda_X t} + R_0 (1 - e^{-\lambda_X t})$$

Для больших значений t , когда $e^{-\lambda_X t} = 0$, имеем:

$$X = \left(R_0 \frac{\lambda_R}{\lambda_X} + \frac{M_0 \lambda_M \lambda_R}{(\lambda_M - \lambda_R) \lambda_X} \right) e^{-\lambda_R t} + \frac{M_0 \lambda_M \lambda_R}{(\lambda_R - \lambda_M) \lambda_X} e^{-\lambda_M t} =$$

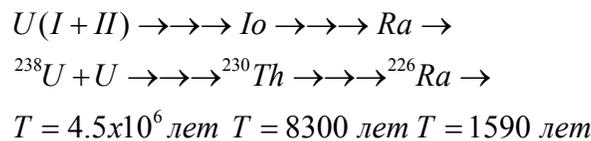
$$= \frac{\lambda_R}{\lambda_X} \left[\left(R_0 - \frac{M_0 \lambda_M}{(\lambda_M - \lambda_R)} \right) e^{-\lambda_R t} + \frac{M_0 \lambda_M}{(\lambda_R - \lambda_M)} e^{-\lambda_M t} \right] =$$

$$= \frac{\lambda_R}{\lambda_X} \left[R_0 e^{-\lambda_R t} + \frac{M_0 \lambda_M}{(\lambda_M - \lambda_R)} (e^{-\lambda_M t} - e^{-\lambda_R t}) \right]$$

В единицах равновесного тория получим следующее выражение для количества X атомов тория при больших значениях t :

$$X = R_0 e^{-\lambda_R t} + \frac{M_0 \lambda_R}{\lambda_R - \lambda_M} (e^{-\lambda_M t} - e^{-\lambda_R t})$$

Уран. Если между долгоживущим изотопом и его короткоживущим потомком находится промежуточный радиоактивный изотоп большой продолжительности жизни, например, в случае образования радия из урана через ионий:



то вычисление производится следующим образом.

В общей формуле для числа атомов радия

$$N_3 = N_{10} \lambda_1 \lambda_2 \left[\frac{e^{-\lambda_1 t}}{(\lambda_2 - \lambda_1)(\lambda_3 - \lambda_1)} + \frac{e^{-\lambda_2 t}}{(\lambda_1 - \lambda_2)(\lambda_3 - \lambda_2)} + \frac{e^{-\lambda_3 t}}{(\lambda_1 - \lambda_3)(\lambda_2 - \lambda_3)} \right]$$

Профессор
И.Н.Бекман

ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

Лекция 11. СЕМЕЙСТВА РАДИОАКТИВНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

1. ПРИМЕРЫ РАДИОАКТИВНЫХ СЕМЕЙСТВ

1.1 Семейства урана, тория и актиния

Все ещё встречающиеся в природе элементы с атомными номерами, превышающими 83 (висмут), радиоактивны. Они представляют собой звенья цепей последовательных радиоактивных превращений. Элементы, входящие в одну цепь, образуют радиоактивное семейство, или радиоактивный ряд. Известны три радиоактивных семейства. В одном из семейств первичным элементом является U1 (массовое число 238); в результате 14 радиоактивных превращений (8 из которых связаны с испусканием α -частиц и 6 с эмиссией β -частиц) получается стабильный конечный продукт - радий G (свинец с массовым числом 206). Этот ряд радиоактивных элементов называется семейством урана.

Радиоактивные семейства (ряды) - генетически связанные последовательным радиоактивным распадом цепочки (ряды) ядер естественного происхождения.

В природных рядах наблюдается только α - и β -распад. Так как при α -распаде масса атома изменяется на четыре единицы, а при β -распаде изменение массы пренебрежимо мало, то массовые числа элементов, образующих радиоактивный ряд, различаются на величины, кратные четырем. Поэтому возможно существование радиоактивных рядов четырех типов. Атомные веса членов этих рядов выражаются числами: $4n$, $4n+1$, $4n+2$, $4n+3$.

Табл. 1. Характеристики наиболее долгоживущих изотопов урана, тория и нептуния

Изотоп	Период полураспада, лет	Содержание (%) в естественной смеси	Какой радиоактивный ряд образует
^{232}Th	$1.41 \cdot 10^{10}$	100	$A = 4n$
^{234}U	$2.46 \cdot 10^5$	0.0054	$A = 4n + 2$
^{235}U	$7.04 \cdot 10^8$	0.7204	$A = 4n + 3$
^{236}U	$2.34 \cdot 10^7$	0	$A = 4n$
^{238}U	$4.47 \cdot 10^9$	99.2742	$A = 4n + 2$
^{237}Np	$2.14 \cdot 10^6$	0	$A = 4n + 1$

Массовые числа элементов, входящих в семейство урана, определяются общей формулой $4n+2$, где n - целое число. Действительно: атомный вес $^{238}\text{U}=4*59+2$, атомный вес $^{226}\text{Ra}: 226=4*56+2$. Семейство урана и превращения, имеющие место в этом ряду, представлены на **Рис.1А**. Торий (массовое число 232) является родоначальником ($4n$)-семейства, или семейства тория, конечным стабильным продуктом которого является свинец с массовым числом 208. Атомный вес $^{232}\text{Th}: =4*58$, атомный вес находящегося в ториевом ряду $^{228}\text{Ra}: 226=4*56+2$. Радиоактивное семейство тория представлено на **Рис.1Б**. Семейство актиния (актино-урана), или ($4n+3$)-семейство (**Рис.1В**), имеет родоначальником актино-уран, AcU (уран с массовым числом 235) и конечным стабильным продуктом свинец с массовым числом 207. Атомный вес $^{235}\text{U}: 235=4*58+3$. Весьма интересным является близкое сходство трех радиоактивных семейств по характеру цепей и по положению в периодической системе; оно может быть полезным для запоминания схем распада.

№ эле- мента	Эле- мент	И з о т о п ы			
90	Th	^{232}Th 1,41 · 10 ¹⁰ лет		^{228}Th 1,91 года	
89	Ac	α	β	^{228}Ac 6,13 часа	α
88	Ra	^{228}Ra 5,75 года		^{224}Ra 3,66 дня	
87	Fr		^{224}Fr 2,7 мин		
86	Rn			^{220}Rn 55,6 сек	
85	At				^{216}At 3 · 10 ⁻⁴ сек
84	Po			^{216}Po 0,145 сек	^{216}Po 3 · 10 ⁻⁷ сек 45,1 сек
83	Bi			^{216}Bi 60,5 мин 25 мин	
82	Pb			^{212}Pb 10,64 часа	<u>^{208}Pb</u>
81	Tl				^{208}Tl 3,05 мин

Рис.1. Ряды природных радионуклидов, А) Семейство урана-238, $4n+2$

№ эле-мента	Эле-мент	И з о т о п ы			
92	U	^{235}U $7,04 \cdot 10^8$ лет			
91	Pa		^{231}Pa $3,28 \cdot 10^4$ лет		
90	Th	^{231}Th 1,068 дня		^{227}Th 72 дня	
89	Ac		^{227}Ac 22 года		
88	Ra			^{223}Ra 11,2 дня	
87	Fr		^{223}Fr 21 мин		
86	Rn			^{219}Rn 3,92 сек	
85	At		^{219}At 0,9 мин		^{215}At 10^{-4} сек
84	Po			^{215}Po $1,83 \cdot 10^{-3}$ сек	^{211}Po $5 \cdot 10^{-3}$ сек
83	Bi		^{215}Bi 7,4 мин		^{211}Bi 2,14 мин
82	Pb			^{211}Pb 36,1 мин	^{207}Pb
81	Tl				^{207}Tl 4,77 мин

Рис. 1. Ряды природных радионуклидов Б) Семейство тория-232, 4л

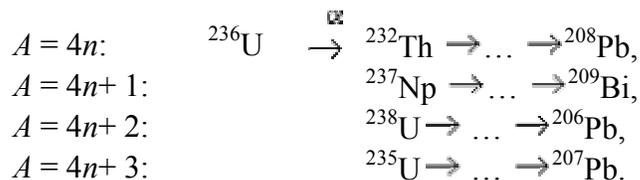
№ эле-мента	Эле-мент	Изо-то-пы					
		^{238}U 4.47*10 ⁹ лет		^{234}U 2.45*10 ⁵ лет			
92	U						
91	Pa	α ↓	^{234}Pa 1.17 мин И.П.(0,3%) ^{234}Pa 6.75 часа	β ↗			
90	Th						
89	Ac						
88	Ra						
87	Fr						
86	Rn						
85	At						
84	Po						
83	Bi						
82	Pb						
81	Tl						

Рис.1. Ряды природных радионуклидов. В) Семейство уран-актиния, $4n+3$.

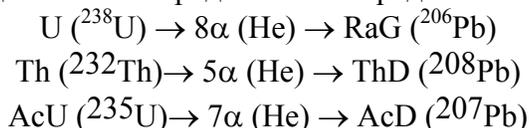
После цепочки последовательных распадов в конце каждого ряда образуются стабильные ядра с близкими или равными магическим числам количествами протонов и нейтронов ($Z=82$, $N=126$), соответственно ^{208}Pb ($4n$), ^{206}Pb ($4n+2$), ^{207}Pb ($4n+3$), ^{209}Bi ($4n+1$). α -Распады изотопов каждого ряда перемежаются β -распадами, так как при α -распадах конечные ядра оказываются все дальше от линии бета-стабильности, т.е. перегружены

нейтронами. При этом, конечно, не возможен переход ядер из одного семейства в другое. Структура радиоактивных семейств в сжатом виде может быть представлена в **Табл.2**.

Табл.2. Структура природных радиоактивных семейств.

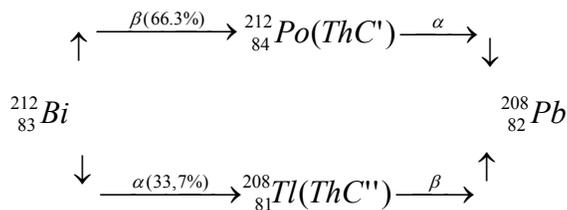


Схематически распад трёх радиоактивных рядов можно представить в виде:



Следует обратить внимание на наличие разветвлений в радиоактивных рядах. Во всех трех радиоактивных семействах имеются изотопы элемента с атомным номером 86, называемым радоном (иногда эманацией). В рядах находятся три инертных радиоактивных газа - радон, торон и актинон. Вследствие газообразного и инертного характера эманаций их радиоактивные потомки - продукты А, В, С во всех трех рядах - могут быть легко отделены от долгоживущих предшественников. Радиоактивные потомки эманаций именуется активным налетом. Активный налет может собираться на любой поверхности; особенно эффективно они оседают на отрицательно заряженных электродах. Изотопы радона делят ряды на специфические части. Начальные отрезки содержат наиболее долгоживущие члены рядов - изотопы элементов, расположенных в периодической системе после радона (Fr, Rn, Ac, Th, Pa, U). Конечные отрезки всех трех семейств сходны даже по внешней конфигурации. В них находятся наиболее короткоживущие продукты - изотопы свинца, висмута, полония, таллия и астата.

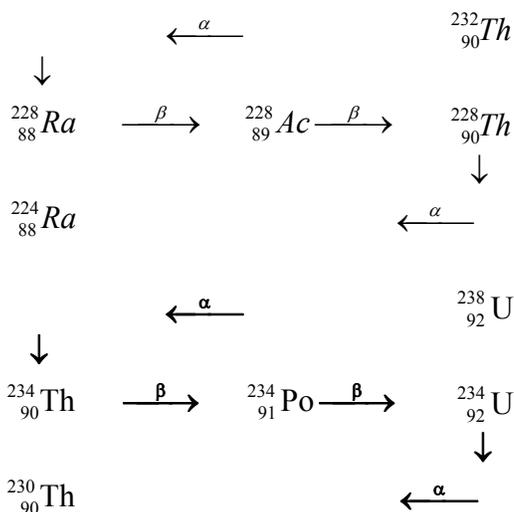
Многие изотопы второй части рядов способны распадаться двумя путями: определенная часть атомов изотопа распадается с испусканием α -частиц, другая часть - с испусканием β -частиц, образуя так называемую "вилку". Распад вновь образовавшихся изотопов имеет противоположный характер: если изотоп возник в результате α -распада, то он оказывается β -активным; изотоп, образовавшийся в результате β -распада, α -активен. Благодаря такой закономерности эти продукты превращаются в один и тот же изотоп одного и того же элемента. Примером может служить распад ${}^{212}\text{Bi}$ (ThC) семейства тория:



Во всех природных семействах встречается такая последовательность типов распада, при которой за одним α -распадом следуют два β -распада или наоборот. Альфа-распад уменьшает заряд ядра на две единицы, два последующих β -распада увеличивают заряд на две единицы. Появляется новый изотоп первоначального элемента. Например:

№ эле- мента	Эле- мент	И з о т о п ы				
96	Cm			^{248}Cm 32,8 дня		
95	Am		^{241}Am 432,1 года	α		
94	Pu	^{244}Pu 14,4 года	β	^{241}Am	α	^{237}Pu 45,3 дня
93	Np		β	^{237}Np $2,14 \cdot 10^5$ лет	α	
92	U	^{238}U 6,75 дня	β	^{237}Np	α	^{233}U $1,59 \cdot 10^5$ лет
91	Pa		β	^{233}Pa 27,0 дня	α	^{229}Pa 1,4 дня
90	Th	^{232}Th 22,3 мин	β	^{233}Pa	α	^{229}Th 7340 лет
89	Ac				α	^{225}Ac 10,0 дней
88	Ra			^{226}Ra 14,8 дня	α	
87	Fr				α	^{223}Fr 4,9 мин
86	Rn				α	
85	At				α	^{217}At 0,032 сек
84	Po				α	^{213}Po $4,2 \cdot 10^{-6}$ сек
83	Bi				α	^{213}Bi 45,59 мин
82	Pb				α	^{209}Pb 3,25 часа
81	Tl				α	^{209}Tl 2,2 мин

Рис.1 Ряды природных радионуклидов. Г) Семейство нептуния, $4n+1$



а также

1.2 Семейство нептуния

Ряды урана, актиноурана и тория до сих пор существуют в природе (их периоды полураспада близки к возрасту Земли). Ряд нептуния практически полностью распался и синтезируется в ядерных реакторах. (Радиоактивные элементы нептуниевого семейства в природе встречаются в очень малых количествах: содержание нептуния в урановой смоляной руде составляет максимум $1.8 \times 10^{-10}\%$ от содержания в ней урана). Встречающийся сейчас в природе нептуний вовсе не является остатком древнего ряда. Ныне он непрерывно образуется по реакции ${}^{238}\text{U}(n,2n){}^{237}\text{U} \rightarrow \beta \rightarrow {}^{237}\text{Np}$ при действии на уран нейтронов деления или нейтронов, испускаемых легкими ядрами урановых руд под действие альфа-частиц. $(4n+1)$ - семейство (**Рис. 1Г**) обнаружено и исследовано при синтезе трансурановых элементов. В ряду нептуния все изотопы имеют периоды полураспада меньше 10^7 лет. Наиболее долгоживущим членом этого ряда является нептуний-237 ($T=2.2 \times 10^6$ лет), а конечным стабильным продуктом - ${}^{209}\text{Bi}$. Значительная часть природного висмута обязана своим происхождением исчезнувшему ряду нептуния. Радона в этом ряду нет.

Замечание. На самом деле нептуниевый ряд начинается вовсе не с нептуния, а с кюрия. Ряд назван нептуниевым из-за того, что нептуний ${}_{93}^{237}\text{Np}$ в нем - наиболее долгоживущий элемент, а предшествующие ему материнские нуклиды сравнительно быстро распадаются (Период полураспада истинного родоначальника ряда - кюрия, ${}^{241}\text{Cm}$, - всего 32.8 дня). В состав семейства нептуния входят изотопы урана, тория, протактиния, таллия, свинца, полония, а также изотопы почти не известных в природе элементов - нептуния, плутония, америция, франция и астата.

2. ПРИРОДНЫЕ РАДИОАКТИВНЫЕ СЕМЕЙСТВА

Рассмотрим некоторые общие свойства рассмотренных выше рядов. Основные природные радиоактивные элементы объединены в 4 семейства: тория, нептуния, урана и урана-актиния. Родоначальниками семейств являются долгоживущие радиоактивные элементы, периоды полураспада которых соизмеримы с возрастом Земли (5×10^9 лет), а конечными элементами - стабильные изотопы свинца и висмута.

Радиоактивные превращения элементов происходят за счет испускания или захвата электрона с образованием изобарных пар или триад, а также за счет испускания α -частицы с изменением массы ядра, отличающейся на значения, кратные 4 ($4n, 4n+1, 4n+2, 4n+3$) (см. **Табл.3**).

Например, каждый атом ${}^{238}\text{U}$ при последовательном распаде дает 8 атомов гелия с общей массой 32 и один атом ${}^{206}\text{Pb}$, или один грамм - атом материнского вещества превращается в грамм-атом дочернего (${}^{238}\text{U} \rightarrow {}^{206}\text{Pb} + 8{}^4\text{He}$). Превращение одного изотопа в другой происходит за счет двух бета - распадов и одного альфа-распада в любой последовательности. Максимальной энергией гамма-излучения в ряду $4n+2$ (${}^{238}\text{U}$) обладает изотоп ${}^{214}\text{Bi}$ (1.76 МэВ), а в ряду $4n$ (${}^{232}\text{Th}$) изотоп ${}^{206}\text{Tl}$ (2.62 МэВ), последний обладает самой высокой энергией гамма-излучения из всех природных радионуклидов.

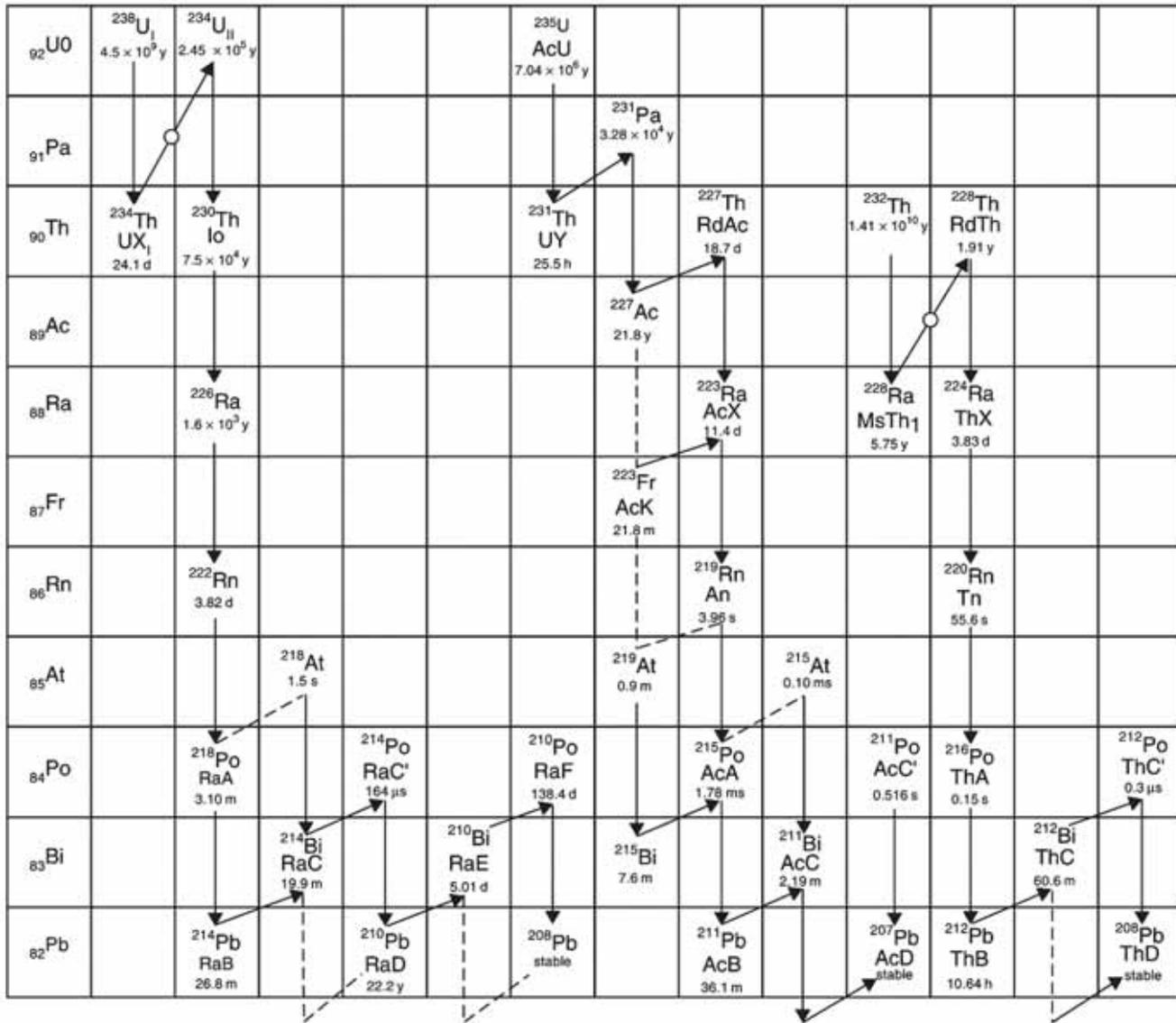


Рис. 2. Три природных радиоактивных семейства: удалены некоторые малозначимые дочерние продукты, зато даны старые названия изотопов.

Вклады в радиационной гамма-фон с поверхности Земли рассматриваемых семейств и не входящего в радиоактивные семейства изотопа ^{40}K составляют: ряд тория - 40%, ряд урана - 25%, ^{40}K - 35% при среднем содержании элементов в почвах $8.5 \times 10^{-4}\%$, $1.5 \times 10^{-4}\%$ и 1.2% соответственно. Максимальную энергию альфа-излучения (10.5 МэВ) имеет природный радионуклид ториевого семейства ($4n$) ^{212}Po .

Табл.3. Природные радиоактивные семейства

Семейство \square	Изменение массы	Радиоактивный материнский изотоп	Стабильный дочерний изотоп
Тория	$4n$	^{232}Th $T=1.405 \times 10^{10}$ лет	^{208}Pb
Нептуния	$4n+1$	^{237}Np $T=2.14 \times 10^6$ лет	^{209}Bi
Урана	$4n+2$	^{238}U $T=4.47 \times 10^9$ лет	^{206}Pb
Уран-актиния	$4n+3$	^{235}U $T=7.04 \times 10^8$ лет	^{207}Pb

Все члены радиоактивных рядов связаны друг с другом последовательными необратимыми взаимными превращениями, и в закрытой системе со временем наступает равновесие. Скорость наступления равновесия в целом по ряду определяется периодом полураспада (T) наиболее долгоживущего его члена. С точностью

приблизительно 1% время установления равновесия равно приблизительно $7T$ данного нуклида. Например, для уранового семейства, в котором самый долгоживущий член ^{234}U ($T=2.45 \times 10^5$ лет), продолжительность установления равновесия 1.7 млн. лет. Радиоактивность одной тонны природного урана с находящимися с ним в равновесии радиоактивными элементами семейств ($4n+1$, $4n+2$, $4n+3$) составляет 1.9×10^{11} Бк/т.

Природные руды содержат накопленные за миллионы лет радиоактивные элементы, которые извлекаются из недр при добыче угля, нефти и т.п. В равновесии с ураном, торием находятся значимые количества дочерних радиотоксичных изотопов (Табл. 4, 5). Радиоактивность урановых руд, отнесенная к 1 кг природного урана, в 4 раза выше, чем радиоактивность ториевых руд и практически мало изменяется со временем по сравнению с равновесной максимальной величиной. Исключение составляет семейство нептуния, которое к настоящему моменту практически распалось. (Изменение во времени активности элементов природных семейств представлено на Рис. 3).

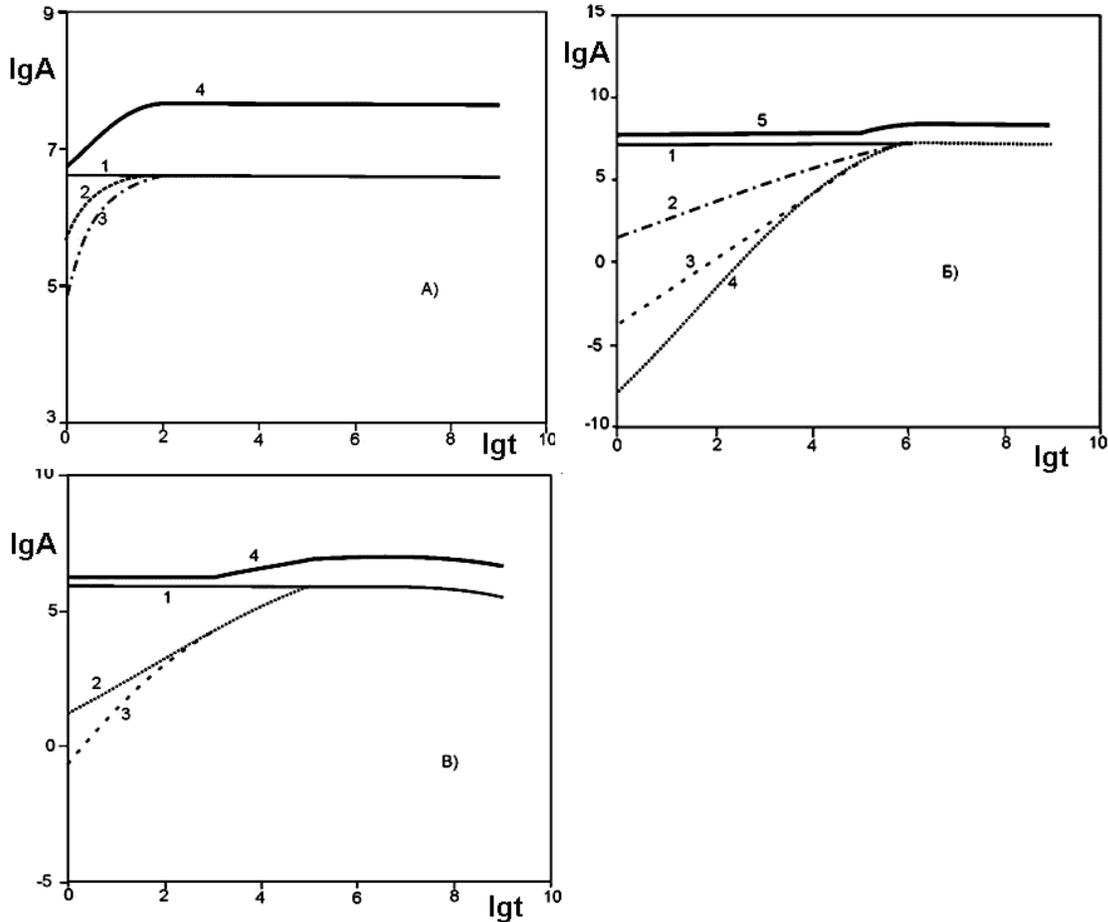


Рис. 3. Изменение во времени активности элементов природных семейств
 а) Семейство $4n$ (1 кг ^{232}Th); б) Семейство $4n+2$ (1 кг ^{238}U); в) Семейство $4n+3$ (10 г ^{235}U)

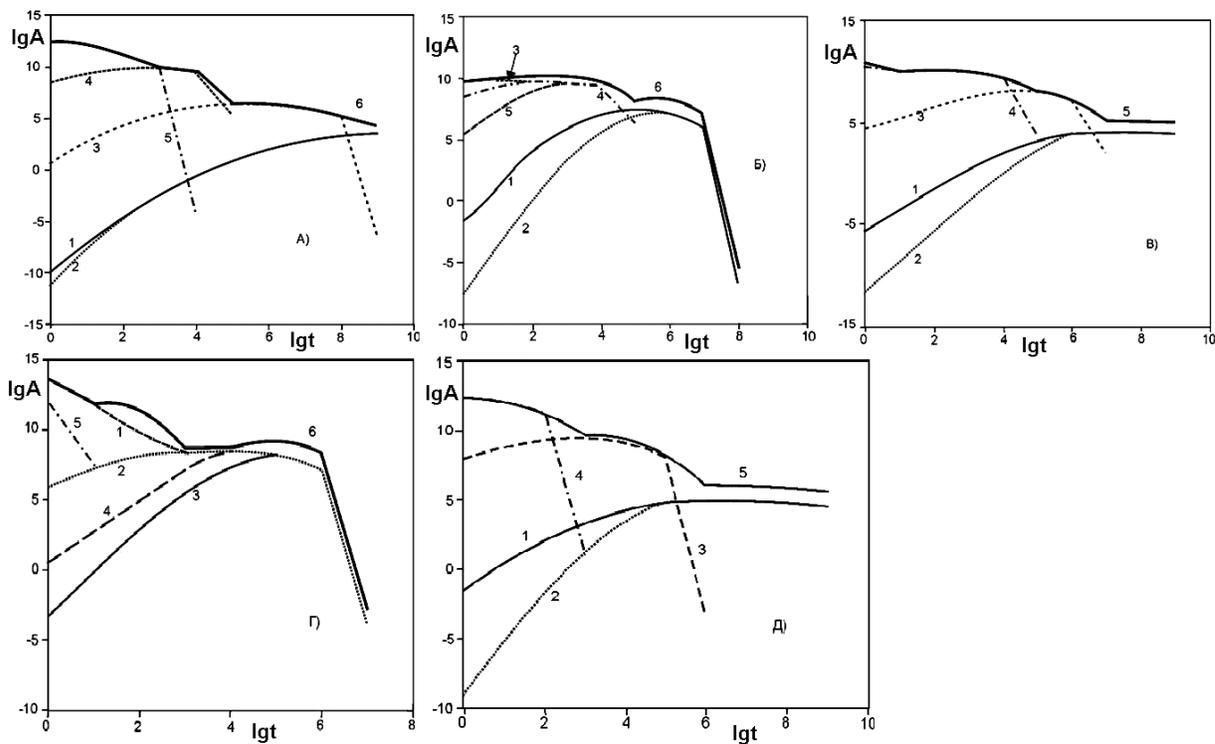


Рис. 4. Изменение во времени активности реакторных семейств
 а) Семейство $4n$ ($1 \text{ г } ^{244}\text{Cm}$); б) Семейство $4n+1$ ($1 \text{ г } ^{245}\text{Cm}$); в) Семейство $4n+2$ ($1 \text{ г } ^{246}\text{Cm}$); г) Семейство $4n+2$ ($1 \text{ г } ^{242}\text{Cm}$); д) Семейство $4n+3$ ($1 \text{ г } ^{243}\text{Cm}$)

Табл.4. Равновесное содержание радиотоксичных изотопов (мг) на 1 тонну урана или тория

Радиоактивное семейство	Изотоп	Период полураспада, T	Содержание
$4n$ ториевое	^{232}Th	1.41×10^{10} лет	10^9
	^{226}Ra	5.75 лет	0.470
	^{228}Th	1.91 года	0.134
	^{224}Ra	3.66 сут	6.9×10^{-4}
$4n+2$ урановое	^{236}U	4.47×10^9 лет	9.93×10^8
	^{234}U	2.45×10^5 лет	5×10^4
	^{230}Th	7.70×10^4 лет	1.78×10^4
	^{226}Ra	1600 лет	3.30×10^2
	^{210}Pb	22.30 лет	4.32
$4n+3$ актиниевое	^{235}U	7.04×10^8 лет	7.06×10^6
	^{231}Pa	3.28×10^4 лет	3.14×10^2
	^{227}Ac	21.77 года	0.21
	^{223}Ra	11.30 сут	2.90×10^{-4}

Табл.5. Радиоактивность (A) природных семейств ($\Delta t = 10^9$ лет)

Ряд	Материнский изотоп	Период установления равновесия	A , Бк/кг (МИ)
$4n$	^{232}Th	5×10^3 лет	4×10^7
$4n+1$	^{237}Np	1×10^6 лет	0
$4n+2$	^{238}U	1×10^7 лет	1.6×10^8
$4n+3$	^{235}U	5×10^6 лет	3.7×10^8

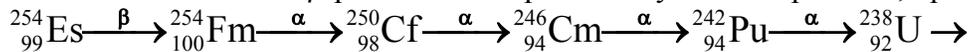
№ элемента	Элемент	Изотопы					
98	Cf			^{250}Cf 13,8 лет		^{246}Cf 1,49 сут	
97	Bk		^{250}Bk 3,22 час	β	^{245}Bk 1,08 сут	ϵ	$5 \cdot 10^{-4} \%$
96	Cm	^{250}Cm 6900 лет	β	9%	^{246}Cm 4730 лет	0,2%	^{242}Cm 16,8 сут
95	Am		^{246}Am 39 мин		^{242}Am 141 г 16,01 ч	82,7%	
94	Pu	^{246}Pu 10,84 дня		^{242}Pu $3,76 \cdot 10^5$ лет	0,46%	^{236}Pu 87,74 лет	
93	Np			^{238}Np 2,117 сут			
92	U			^{238}U $4,49 \cdot 10^9$ лет		^{234}U $2,45 \cdot 10^5$ лет	Ряд U
91	Pa			^{234}Pa 6,7 часа			
90	Th			^{234}Th 24,1 сут		^{230}Th $7,7 \cdot 10^4$ лет	
89	Ac						

Рис. 5. Предшественники природных семейств. А) Предшественники уранового семейства

3. ТЕХНОГЕННЫЕ РАДИОНУКЛИДЫ – РОДОНАЧАЛЬНИКИ ЕСТЕСТВЕННЫХ РЯДОВ

В настоящее время известно большое количество искусственно полученных радиоактивных изотопов. При этом около 2000 радионуклидов объединены более чем в 250 цепочек. Искусственное получение радиоактивных изотопов привело к открытию новых элементов и изотопов и позволило реконструировать вымерших предшественников существующих в природе семейств (см. Рис. 4).

Найдено, что эйнштейний-254 испытывает β -распад и четыре последующих α -распада, превращаясь в ^{238}U :

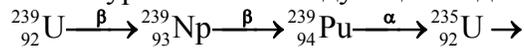


Периоды полураспада "предков" меньше 10^5 лет, поэтому в природе они не сохранились.

№ эле- мента	Эле- мент	И з о т о п ы					
		98	Cf		^{249}Cf 351 год		^{245}Cf
97	Bk		^{249}Bk 320 сут	^{245}Bk 4,95 сут		^{241}Bk 30%	
96	Cm	^{249}Cm 1,096 час	^{245}Cm 8500 лет	^{241}Cm 0,12%	^{241}Cm 32,8 сут		
95	Am		^{245}Am 2,05 час	^{241}Am 432,1 года	^{237}Am 15%	^{233}Am 1,22 час	
94	Pu		^{241}Pu 14,4 лет		^{237}Pu 45,3 сут	^{233}Pu 0,02%	
93	Np			^{237}Np $2,25 \cdot 10^6$ лет	^{233}Np 0,004%	^{229}Np 36,2 мин	
92	U		^{237}U 6,8 сут		^{233}U $1,63 \cdot 10^6$ лет	^{229}U 0,01%	
91	Pa			^{233}Pa 27,4 сут		^{229}Pa 1,5 сут	
90	Th				^{229}Th $7 \cdot 10^3$ лет		
89	Ac					^{225}Ac 10,0 сут	

Рис. 5. Предшественники природных семейств. В) Предшественники нептуниевого семейства

Искусственно полученные изотопы ^{239}U , ^{239}Np и ^{239}Pu являются предшественниками ^{235}U . Сравнительно быстрый их распад привел к тому, что в природе были обнаружены лишь ничтожные следы этих изотопов. Схема начального звена ряда распада актиноурана имеет следующий вид:

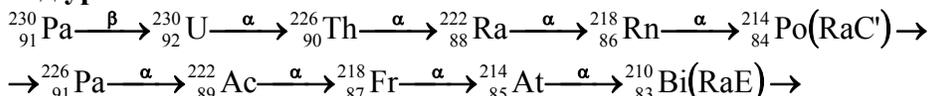


№ эле-мента	Эле-мент	И з о т о п ы				
98	Cf		²⁵¹ Cf 898 лет β		²⁴⁷ Cf 3,15 час	
97	Bk	²⁵¹ Bk 55,6 мин	α	²⁴⁷ Bk 1380 лет	ε	
96	Cm		²⁴⁷ Cm 1,56*10 ⁷ лет	α	²⁴³ Cm 28,5 лет	
95	Am			²⁴³ Am 7380 лет	0,24% ε	
94	Pu		²⁴³ Pu 4,95 час		²³⁹ Pu 2,4*10 ⁴ лет	²³⁵ Pu 25,6 мин
93	Np			²³⁹ Np 2,35 сут		²³⁵ Np 196 сут 0,003%
92	U		²³⁹ U 23,5 мин		²³⁵ U 7,13*10 ⁸ л 0,0014%	²³¹ U 1,2 дня 0,006%
91	Pa				²³¹ Pa 3,4*10 ⁴ лет	
90	Th			²³¹ Th 24,6 час		²²⁷ Th 19,6 дня
89	Ac				²²⁷ Ac 21,77 года	

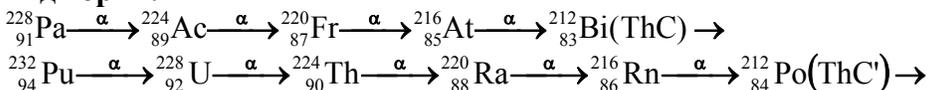
Рис. 5. Предшественники природных семейств. Г) Предшественники семейства актиноурана

В результате искусственных ядерных реакций было получено несколько побочных рядов распада, сливающихся с главными семействами. Главное и побочное семейства имеют разных родоначальников, но совпадают, начиная с некоторого общего члена. Примеры таких побочных рядов приведены ниже.

Ряд урана:



Ряд тория:



Аналогичные побочные ряды существуют для семейства актиноурана и нептуния. Эти техногенные изотопы являются "предками" существующих в природе семейств.

Актиниды, нарабатываемые в ядерных установках за счет ядерных реакций, представляют экологическую опасность в основном как долголетние радиоизотопы. Динамика активности некоторых изотопов искусственных рядов представлена на **Рис. 4**. Как уже упоминалось, вновь открытые искусственные актиниды являются предшественниками определенных радиоактивных семейств. Например, ^{248}Cm ($T=3.39 \times 10^5$ лет) относится к предшественникам ториевого семейства. ^{245}Cm ($T=8.5 \times 10^3$ лет) - предшественник нептуниевого семейства. ^{246}Cm ($T=4.73 \times 10^3$ лет) и ^{250}Cf ($T=6.9 \times 10^3$ лет) - предшественники уранового семейства и ^{247}Cm ($T=1.56 \times 10^7$ лет) - предшественник уран-актиниевого ряда.

Семейства искусственных трансплутониевых радионуклидов, в отличие от природных, имеют главные и побочные ветви, с разными родоначальниками, но, начиная с некоторого общего члена, сливаются и повторяют природные ряды.

4. ОТКРЫТОСТЬ СИСТЕМЫ И СДВИГИ РАДИОАКТИВНЫХ РАВНОВЕСИЙ

Природные руды содержат накопленные за миллионы лет радиоактивные элементы, которые извлекаются из недр при добыче угля, нефти и т.п. В равновесии с ураном, торием находятся значимые количества дочерних радиотоксичных изотопов (**Табл. 3**). За счет геохимических процессов и различия физико-химических свойств, элементы выносятся газовой или жидкой фазой из системы, делая ее открытой. Закрытость систем, содержащих радиоактивные семейства, нарушается либо вследствие природных явлений, либо за счет добычи руд. При этом нарушается радиоактивное равновесие между членами этих семейств. В условиях неравновесия соотношение между отдельными членами радиоактивных рядов будет зависеть от того, когда была открыта, а затем закрыта система, с какой частотой она открывается. В природе нарушение радиоактивного равновесия, т.е. переход от закрытой системы к открытой, происходит за счет межфазных процессов в геологических формациях: растворение в водных растворах, ($T \rightarrow Ж$) или выделение радона из водных растворов и геологических формаций ($T, Ж \rightarrow Г$). Например, выход радона варьируется по величине от единиц (монацит) до 100% (растения, почва) и как бы отсекает нижнюю часть радиоактивного семейства, способствуя рассеянию радионуклидов (астата, полония, висмута, свинца, таллия). Радиоактивность природных семейств в открытой системе существенно отличается от закрытой системы. Например, для уранового семейства при 100%-ном выходе радона радиоактивность снизится на 2/3 от равновесной. Для оценки радиоактивности урановых и ториевых руд необходимо знать степень и время открытости систем с природными радиоактивными рядами.

В виду большой подвижности радия и радона и накопления их в пластовых водах, которые извлекаются при добыче нефти или газа наблюдаются значительные (в десятки тысяч раз) превышения радиоактивности в местах их добычи над фоном региона. При рассмотрении проблемы захоронения реакторных радионуклидов следует уделять внимание сдвигам радиоактивного равновесия в рядах актинидов. Например, оценивая радиоактивность кюрия или америция, направляемых на захоронение, необходимо учитывать их дочерние элементы и открытость системы.

5. КОНЦЕПЦИЯ ЭКВИВАЛЕНТНОСТИ РАДИОТОКСИЧНОСТИ ПРИРОДНЫХ И РЕАКТОРНЫХ РАДИОАКТИВНЫХ СЕМЕЙСТВ

В качестве примера практического использования сдвигов радиоактивных равновесий рассмотрим проблему сравнительной характеристики радиационно-экологической опасности природных и техногенных радиоактивных семейств.

В связи с развитием ядерной энергетики в мире накоплены и продолжают накапливаться большие количества радиоактивных отходов (РАО), требующих утилизации с целью обеспечения радиационной безопасности населения. Концепция обращения с РАО основывается на принципе эквивалентности радиотоксичности природных и искусственных семейств радионуклидов: возвращаемая в землю радиоактивность (как природная, так и техногенная) должна равняться радиоактивности извлеченных за это время из земли природных радионуклидов. Эта концепция стала определяющей при выборе типа наиболее экологически благоприятного ядерного реактора. Нарботка актинидов зависит как от соотношений сечений захвата и деления их нейтронами, так и от спектра нейтронов, а, следовательно, от вида топлива и типа реактора.

Реактор с тепловым спектром нейтронов создает больший процент семейства нептуния ($4n+1$), чем быстрый реактор (Табл. 6).

Табл. 6. Соотношение изотопов радиоактивных семейств в урановом топливе (ат.%).

Ряд	Материнский изотоп	Реакторы		Дочерние изотопы урана, T
		Тепловой	Быстрый	
		ВВЭР-440	БН-600	
4n	^{240}Pu	20.65	3.5	^{236}U 2.3x10 ⁷ лет
	^{244}Cm	0.20	3.6x10 ⁻⁷	
	Сумма	20.85	3.5	
4n+1	^{237}Np	2.75	1.32	^{233}U 1.6x10 ⁶ лет
	^{241}Pu	11.67	0.07	
	^{241}Am	2.07	0.01	
	^{245}Cm	0.01	4.6x10 ⁻⁹	
	Сумма	16.5	1.4	
4n+2	^{238}Pu	0.7	0.1	^{238}U 4.5x10 ⁹ лет
	^{242}Pu	3.8	0.0013	
	$^{242\text{m}}\text{Am}$	-	7.2x10 ⁻⁶	
	Сумма	4.15	0.1	
4n+3	^{239}Pu	57.71	95.0	^{235}U 7.1x10 ⁸ лет
	^{239}Am	0.79	1.6x10 ⁻⁵	
	^{243}Cm	-	2.9x10 ⁻⁷	
	Сумма	56.5	95.0	

По соотношениям радиоактивных семейств, наработанных в реакторах наилучший спектр у реактора на быстрых нейтронах БН-600 (топливо - уран):

- основную массу (95%) составляют актиниды уран-актиниевого семейства ($4n+3$), которые превращаются в ядерное топливо - долгоживущий дочерний продукт ^{235}U ;
- минимальное количество актинидов нептуниевого ($4n+1$) семейств (1.4%), что делает реальным выполнение принципа эквивалентности радиотоксичности (В природе ряда нептуния нет, следовательно не должно его быть и в отходах);
- наименьшее количество актиноидов (3.5%) ториевого семейства ($4n$), в ряду которого находится радиоопасный ^{232}U .

На работающем реакторе идут переходы нуклидов между радиоактивными семействами за счет ядерных реакций; на остановленном реакторе взаимопревращения элементов происходят за счет альфа- и бета-распадов только внутри определенного семейства. Соотношение семейств зависит от продолжительности работы реактора и от продолжительности остановов. Идеальным реактором для выполнения принципа эквивалентности радиоактивности урановых руд и РАО является реактор, не образующий актинидов нептуниевого семейства. Любой изотоп нептуниевого семейства (^{249}Cf , ^{249}Bk , ^{245}Cm , ^{241}Am , ^{241}Pu) является родоначальником для природного нептуниевого семейства.

Для оценки радиоактивности реакторных радиоактивных семейств необходимо знать абсолютное количество наработанных актинидов на единицу массы реакторного топлива. Количество и соотношение актинидов, определяется физическими параметрами реактора, химическим и изотопным составом ядерного топлива, мощностными и временными режимами эксплуатации реактора, продолжительностью хранения топлива. Поэтому спектр актинидов и их абсолютное количество для разных ТВЭЛов и различных типов реакторов будут отличаться. Обычно наибольшее количество нарабатывается изотопов плутония, на порядок меньше нарабатывается изотопов нептуния и америция, и приблизительно на два порядка меньше по отношению к плутонию изотопов кюрия, т.е. количество актинидов в ОЯТ подчиняется соотношению Pu:(Np, Am):Cm как 1:0.1:0.01 (Табл. 7).

Табл. 7. Состав трансурановых изотопов в отработанном ядерном топливе для реакторов с тепловым спектром нейтронов.

Семейства	Содержание, ат%	Изотопы	Содержание, ат. %
4n ториевое	31.19	²⁴⁰ Pu ²⁴⁴ Cm ²⁴⁸ Cm ²⁵² Cf	10.49 17.85 2.77 0.08
4n+1 нептуниевое	16.18	²³⁷ Np ²⁴¹ Pu ²⁴¹ Am ²⁴⁵ Cm ²⁴⁹ Bk ²⁴⁹ Cf	5.51 9.48 0.54 1.27 0.05 0.03
4n+2 урановое	20.00	²³⁸ Pu ²⁴² Pu ^{242m} Pu ²⁴² Cm ²⁴⁶ Cm ²⁵⁰ Cf	4.17 3.69 0.02 0.16 11.71 0.03
4n+3 уран-актиниевое	31.93	²³⁹ Pu ²⁴³ Am ²⁴³ Cm ²⁴⁷ Cm ²⁵¹ Cf	23.03 8.11 0.02 0.75 0.02
Общее количество	100		100

Как уже упоминалось, основной подход к разработке концепции обращения с радиоактивными отходами ядерной энергетики основан на принципе эквивалентности радиоактивности природных и искусственных радиоактивных семейств. Принимая за основу замкнутый ядерный топливный цикл, который предусматривает включение в него урана, плутония, нептуния, можно оценить радиоактивность семейств, накопившихся в реакторных отходах.

Для примера за основу материнского изотопа можно взять 1 грамм соответствующего изотопа кюрия с выдержкой 1 год и 1000 лет (Табл. 8). Расчеты показывают, что с учётом отношения урана к кюрию $1:10^{-5}$ радиоактивности природных и реакторных радиоактивных урановых семейств (4n+2, 4n+3) соизмеримы и принцип эквивалентности радиоактивности для этих семейств может быть выполнен. Для ториевого семейства реализация этого принципа может осуществиться через десятки тысяч лет хранения.

Табл. 8. Радиоактивность наработанных в реакторе семейств.

Ряд	Материнский изотоп, МИ	Период выдержки	
		1 год	1000 лет
		Бк/г (МИ)	Бк/г (МИ)
4n	²⁴⁴ Cm	2.8×10^{12}	7.58×10^{10}
4n+1	²⁴⁵ Cm	6.6×10^9	1.66×10^{10}
4n+2	²⁴² Cm	2.8×10^{13}	4.73×10^8
	²⁴⁵ Cm	1.14×10^{10}	9.85×10^9
4n+3	²⁴³ Cm	1.16×10^{12}	4.50×10^9

Для радиоактивного семейства нептуния принцип эквивалентности радиоактивности невыполним, так как в природе это семейство имеет фоновую радиоактивность, а реакторное семейство нептуния увеличивает в течение сотни тысяч лет свою радиоактивность.

Таким образом, общность семейств природных и реакторных элементов необходимо учитывать при системном анализе ядерного топливного цикла. Для реализации концепции эквивалентности радиотоксичности долгоживущих РАО (актинидов) и радиотоксичности урановых и ториевых руд необходимо использовать принцип дифференцированного расчета радиотоксичности. Для прогнозируемых расчетов: радиоактивности ОЯТ, радиоактивности технологических процессов его радиохимической переработки с различной глубиной фракционирования, радиоактивности продуктов иммобилизации радиоактивных отходов, содержащих актиниды, необходимо учитывать в полном объеме не только взаимопревращения в радиоактивных семействах,

но и степень открытости систем, так как время является технологическим параметром при образовании актинидов в работающем реакторе, в режимах остановов реактора при хранении ОЯТ и его радиохимических фракций.

Некоторые другие случаи использования радиоактивных рядов в науке и технике (определение возраста горных пород и минералов, датировка событий, расчет возраста аэрозолей, эманационно-термический анализ и др.) будут рассмотрены в следующих лекциях.

6. РАДИОАКТИВНЫЕ ЦЕПОЧКИ ТЕХНОГЕННЫХ НУКЛИДОВ

Может показаться, что приведённые выше четыре цепочки естественных радионуклидов и техногенные трансурановые радионуклиды, цепочки распада которых в конце концов переходят в те же четыре цепочки распадов естественных радионуклидов, исчерпывают все возможные радиоактивные семейства. Это, однако, совершенно не так: известны сотни цепочек распада, связывающих радионуклиды в семейства. Причём это относится не только к тяжёлым нуклидам – цепочки можно встретить среди любых элементов Периодической таблицы.

Приведём без специальных комментариев некоторые примеры радиоактивных цепочек, характерных для техногенных радионуклидов. Очевидно, что некоторые последовательности распадов достаточно сложны для своего количественного описания. Данные примеры могут быть использованы для отработки умения обрабатывать кинетики распада и накопления реальных цепочек.

Сначала сделаем несколько замечаний.

Ещё раз напомним, что радионуклиды испытывают такие типы распадов, как β^+ -распад, электронный захват, β^- -распад и α -распад. Некоторые нуклиды имеют возбуждённые состояния или состояния с одинаковой энергией возбуждения, но различной чётности, обладающие большим периодом полураспада. Такие состояния называют изомерными. Изомеры могут распадаться как в результате перечисленных выше радиоактивных превращений, так и вследствие испускания только γ -квантов, переходя в состояние с меньшей энергией возбуждения того же нуклида. Некоторые нуклиды, удалённые от линии стабильности, испускают запаздывающие нейтроны или протоны. Наблюдается также испускание запаздывающих α -частиц. В области тяжёлых ядер известно спонтанное деление нуклидов. При β^+ -распаде, электронном захвате, β^- -распаде и изомерном переходе сохраняется массовое число: оно одинаково у материнского и дочернего нуклидов. Поэтому эти типы радиоактивных превращений можно представить в виде изобарных цепочек. При всех других типах распада происходит изменение массового числа и дочерние нуклиды относятся уже к другим изобарным цепочкам. Ветвление означает, что при распаде радионуклида образуется не один дочерний нуклид, а два (иногда и несколько) нуклида.

В приведённых ниже примерах изомерные состояния данного нуклида записаны над основным (по вертикали). Возникают трудности, если неясно, какое из изомерных состояний нуклида следует отнести к основному состоянию, например, когда изомерные состояния распадаются независимо, а энергия возбуждения неизвестна. Обычно в этих случаях принято считать изомером состояние с большим спином. Однако часто значения спина также неизвестны и тогда деление изомерных состояний на изомер и основное состояние является условным.

Слева от изобарной цепочки приведено массовое число данной изобарной цепочки. Слева от символа нуклида указано массовое число A (вверху) и атомный номер нуклида Z (внизу).

Используются три типа стрелок:

\uparrow — указывает на образование нуклида данной изобарной цепочки;

\Uparrow — указывает на образование нуклида, относящегося к другой изобарной цепочке, в результате испускания запаздывающих частиц;

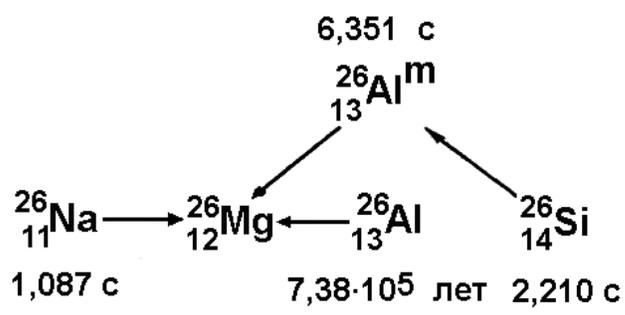
$\hat{\uparrow}$ — указывает на образование нуклида, относящегося к другой изобарной цепочке, в результате α -распада или спонтанного деления;

$\textcircled{\uparrow}$ — означает спонтанное деление.

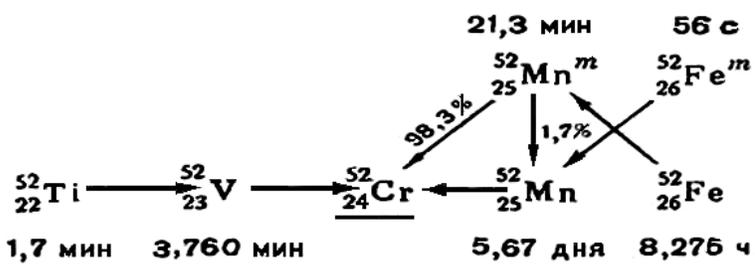
Символ нуклида, относящегося к другой изобарной цепочке, заключен в скобки.

Табл. 9. Изменение массового числа и атомного номера при различных типах распада радионуклидов.

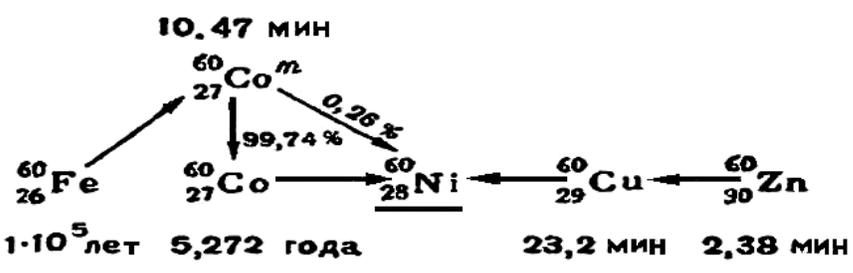
5.



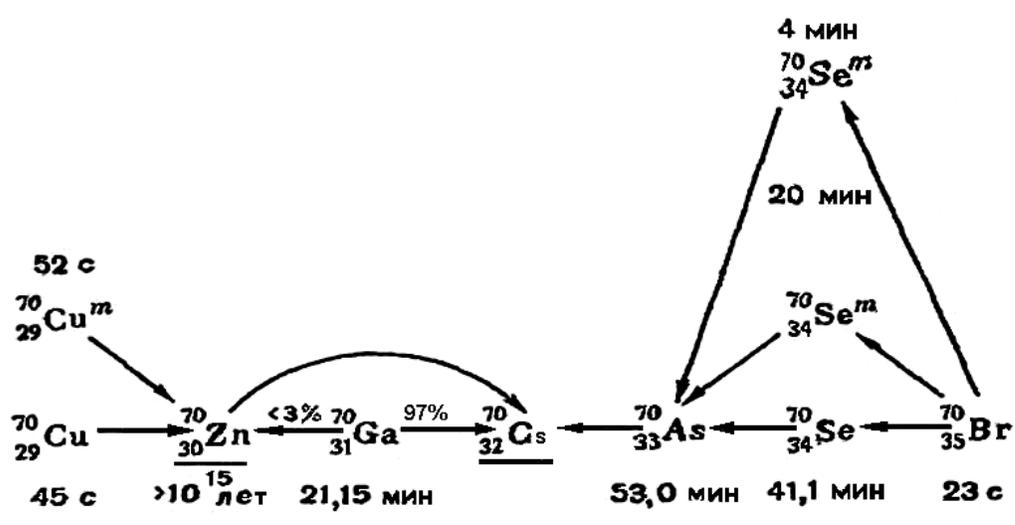
6.



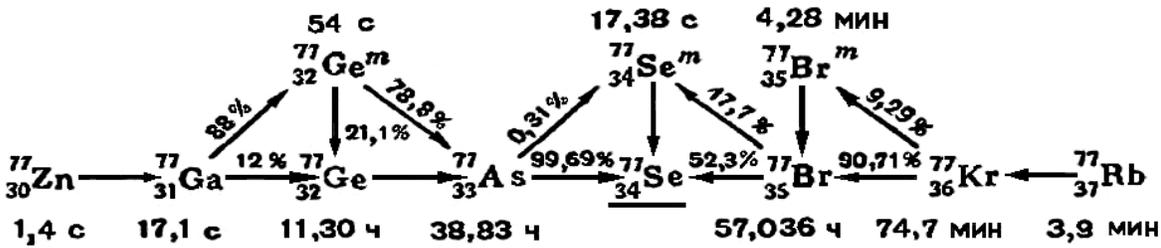
7.



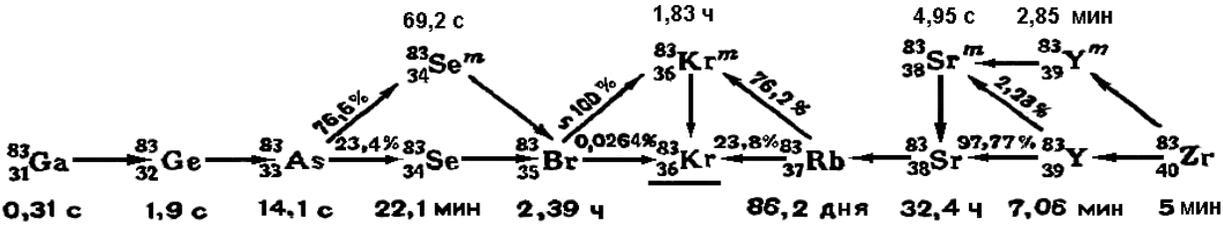
8.



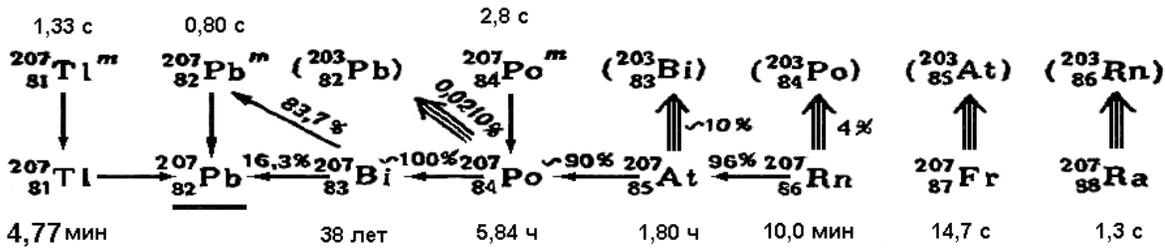
9.



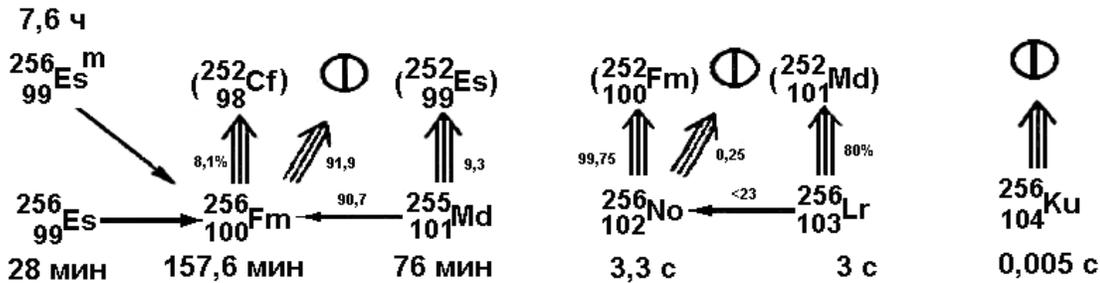
10.



11.



12.



Профессор
И.Н.Бекман

ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

Лекция 12. ИЗОТОПЫ

Разнообразные изотопы химических элементов (как стабильные, так и радиохимии) нашли широкое применение в научных исследованиях, в различных областях промышленности и сельского хозяйства, в ядерной энергетике, современной биологии и медицине, в исследованиях окружающей среды и других областях.

В данной лекции мы рассмотрим явление изотопии, включая изотопные эффекты, коротко остановимся на свойствах некоторых наиболее известных изотопов, современные методы получения изотопов (включая методы разделения и методы ядерно-физического синтеза изотопов), а также коротко остановимся на сферы применения стабильных и радиоактивных изотопов.

1. ЯВЛЕНИЕ ИЗОТОПИИ

1.1 Историческая справка

В 1808 английский ученый натуралист Д. Дальтон впервые ввёл определение химического элемента как вещества, состоящего из атомов одного вида. В 1869 Д.И.Менделеевым была открыт периодический закон химических элементов. Одна из трудностей в обосновании понятия элемента как вещества, занимающего определенное место в клетке периодической системы, заключалась в наблюдаемой на опыте нецелочисленности атомных весов элементов. В 1866 английский физик и химик – сэр Вильям Крукс выдвинул гипотезу, что каждый природный химический элемент представляет собой некоторую смесь веществ, одинаковых по своим свойствам, но имеющих разные атомные масс, однако в то время такое предположение не имело еще экспериментального подтверждения и поэтому прошло мало замеченным.

Важным шагом на пути к открытию изотопов стало обнаружение явления радиоактивности А.Беккерель, П.Кюри, М.Кюри) и сформулированная Э. Резерфордом и Ф. Содди гипотеза радиоактивного распада: радиоактивность есть не что иное, как распад атома на заряженную частицу и атом другого элемента, по своим химическим свойствам отличающийся от исходного. В результате возникло представление о радиоактивных рядах или радиоактивных семействах, в начале которых есть первый материнский элемент, являющийся радиоактивным, и в конце – последний стабильный элемент. Анализ цепочек превращений показал, что в их ходе в одной клеточке периодической системы могут оказываться одни и те же радиоактивные элементы, отличающиеся лишь атомными массами. Фактически это и означало введение понятия изотопов.

В 1906 - 07 выяснилось, что продукт радиоактивного распада урана - ионий (Io , ^{230}Th) и продукт радиоактивного распада тория - радиоторий (RdTh , ^{228}Th) имеют те же химические свойства, что и торий (^{232}Th), однако отличаются от последнего атомной массой и характеристиками радиоактивного распада. Более того, как было обнаружено позднее, все три элемента имеют одинаковые оптические и рентгеновские спектры. Такие вещества, идентичные по химическим свойствам, но различные по массе атомов и некоторым физическим свойствам, по предложению английского учёного Фредерика Содди, стали называть изотопами. (По образному выражению Ф.Содди, атомы изотопов одинаковы «снаружи», но различны «внутри»).

После того как изотопы были обнаружены у тяжёлых радиоактивных элементов, начались поиски изотопов у стабильных элементов. В 1913 английский физик Дж. Томсон в экспериментах с пучками положительно заряженных частиц (каналовые лучи), выходящих из разрядной трубки, обнаружил изотопы у неона (^{20}Ne и ^{22}Ne). Разработанный им метод парабол позволял определить отношение массы иона к его заряду по отклонению в параллельно направленных электрическом и магнитном полях тонкого пучка положительных ионов, получаемых в высоковольтном электрическом разряде. Наряду с атомами ^{20}Ne Томсон наблюдал небольшую примесь более тяжёлых атомов. Однако убедительных доказательств того, что вторая компонента более тяжёлых атомов является изотопом неона, получено не было.

В 1919 Астон сконструировал прибор, названный масс-спектрографом (или масс-спектрометром). В качестве источника ионов по-прежнему использовалась разрядная трубка, однако Астон нашел способ, при котором последовательное отклонение пучка частиц в электрическом и магнитном полях приводило к фокусировке частиц с одинаковым значением отношения заряда к массе (независимо от их скорости) в одной и той же точке на экране. Наряду с Астоном масс-спектрометр несколько другой конструкции в те же годы

был создан американцем Демпстером. В результате последующего использования и усовершенствования масс-спектрометров усилиями многих исследователей к 1935 была составлена почти полная таблица изотопных составов всех известных к тому времени химических элементов.

С помощью масс-спектрографа, были получены надёжные доказательства существования двух изотопов ^{20}Ne и ^{22}Ne , относительное содержание (распространённость) которых в природе составляет приблизительно 91% и 9%. В дальнейшем был обнаружен изотоп ^{21}Ne с распространённостью 0,26%, изотопы хлора, ртути и ряда других элементов. Примерно к 1940 изотопный анализ был осуществлен для всех существующих на Земле элементов. В результате этого к 1950 были выявлены и идентифицированы практически все стабильные и долгоживущие радиоактивные изотопы природных элементов.

В 1932 был открыт нейтрон – частица, не имеющая заряда, с массой, близкой к массе ядра атома водорода – протона, и создана протонно-нейтронная модель ядра. В результате в науке установилось окончательное современное определение понятия изотопов: изотопы – это вещества, ядра атомов которых состоят из одинакового числа протонов и отличаются лишь числом нейтронов в ядре.

В 1934 И. Кюри и Ф. Жолио получили искусственным путём радиоактивные изотопы азота (^{13}N), кремния (^{28}Si) и фосфора (^{30}P), отсутствующие в природе. Этими экспериментами они продемонстрировали возможность синтеза новых радиоактивных нуклидов. В последующие годы с помощью ядерных реакций под действием нейтронов и ускоренных заряженных частиц было синтезировано большое число радиоактивных изотопов известных элементов, а также получено около 20 новых элементов.

1.2 Изотопы и изобары

Изотопы (от *isos* – одинаковый и *tópos* — место), разновидности атомов одного химического элемента, атомные ядра которых содержат одинаковое число протонов и различное число нейтронов; имеют одинаковое число электронов в атомной оболочке и занимают одно место в Периодической Системе Элементов, отличаясь массами атомов. Различают устойчивые (стабильные) и радиоактивные изотопы. Термин предложен английским радиохимиком Ф. Содди (1912).

Изобары – атомные ядра с одинаковым числом нуклонов A , но разным числом протонов Z и нейтронов N .

Нуклид – вид атомов, характеризующихся определенным числом протонов (зарядом ядра или атомным номером Z) и нуклонов (массовое число A). Обозначают символом соответствующего химического элемента с индексами A – слева вверху и Z – слева внизу, например, $^{12}_6\text{C}$. Нуклиды одного элемента называются **изотопами**. Нуклиды, претерпевающие радиоактивный распад – радионуклидами.

Радионуклид – атомное ядро, способное к радиоактивному распаду.

Нуклон – общее название протона и нейтрона, являющихся составными частями атомных ядер.

В зависимости от состава ядра атомы можно группировать различным образом. Атомы с различным числом протонов и нейтронов, но с одинаковым общим числом частиц (**нуклонов**) в ядре ($A=Const$) называются **изобарами**, с одинаковым числом нейтронов ($N=Const$) – **изотонами** и с одинаковым числом протонов ($Z=Const$) – **изотопами**. В качестве общего названия для всех атомов, отличающихся составом ядра, применяется термин **нуклид**. Число нуклонов в ядре ($A=N+Z$) называется массовым числом, т.к. оно равно округленному до целого числа значению массы атома изотопа (в кислородной или углеродной шкале атомных весов).

Химические свойства атомов, т. е. принадлежность атома к тому или иному химическому элементу, зависят от числа электронов и их расположения в электронной оболочке атома. Место химического элемента в Периодической Системе Элементов определяется его порядковым номером Z , равным числу электронов в оболочке атома, т.е. числу протонов, содержащихся в атомном ядре. Кроме протонов, в ядро атома входят нейтроны, масса каждого из которых приблизительно равна массе протона. Количество нейтронов N в ядре атома с данным Z может быть различным, но в определённых пределах. Например, в ядре атома гелия ($Z = 2$) может содержаться 1, 2, 4 или 6 нейтронов. Полное число протонов Z и нейтронов N в ядре (называется общим термином нуклоны) определяет массу ядра и по существу массу всего атома. Это число $A = Z + N$ называется массовым числом атома. От соотношения чисел протонов и нейтронов в ядре зависят стабильность или нестабильность ядра, тип распада радиоактивного ядра, спин, магнитный дипольный момент, электрический квадрупольный момент ядра и некоторые другие его свойства. Атомы с одинаковым Z , но с различным числом нейтронов N обладают идентичными химическими свойствами, но имеют различные массы и различные ядерные свойства. Эти разновидности атомов также называются изотопами. Для обозначения любых разновидностей атомов, независимо от их принадлежности к одному элементу, применяют термин нуклиды.

Массовое число изотопа приводится сверху слева от химического символа элемента. Например, изотопы гелия обозначаются: ^3He , ^4He , ^6He , ^8He . Более развёрнутые обозначения: $^{12}_2\text{He}^3$, $^{22}_2\text{He}^4$, $^4_2\text{He}^6$, $^6_2\text{He}^8$, где нижний индекс указывает число протонов Z , верхний левый индекс — число нейтронов N , а верхний правый

- массовое число. При обозначении изотопа. без применения символа элемента массовое число A даётся после наименования элемента: гелий-3, гелий-4 и т. п.

Из всех известных нам изотопов только изотопы водорода имеют собственные названия. Так, изотопы ^2H и ^3H носят названия дейтерия и трития и получили обозначения соответственно D и T (изотоп ^1H называют иногда протием).

Массы атомов M , выраженные в атомных единицах массы, лишь немного отличаются от целых чисел. Поэтому разность $M - A$ всегда правильная дробь, по абсолютной величине меньше $1/2$, и таким образом массовое число A есть ближайшее к массе атома M целое число. Знание массы атома определяет полную энергию E связи всех нуклонов в ядре. Эта энергия выражается соотношением $E = \Delta Mc^2$, где c - скорость света в вакууме, ΔM — разность между суммарной массой всех входящих в ядро нуклонов в свободном состоянии и массой ядра, которая равна массе нейтрального атома без массы всех электронов.

Известно 276 стабильных изотопов, принадлежащих 81 природному элементу, и около 2500 радиоактивных 105 природных и синтезированных элементов.

Анализ соотношений между числами нейтронов и протонов для различных изотопов одного и того же элемента показывает, что ядра стабильных изотопов и радиоактивных изотопов, устойчивых по отношению к бета-распаду, содержат на каждый протон не менее одного нейтрона. Исключение из этого правила составляют лишь два нуклида - ^1H и ^3He . По мере перехода ко всё более тяжёлым ядрам отношение числа нейтронов к числу протонов в ядре растёт и достигает 1,6 для урана и трансураниевых элементов.

Элементы с нечётным Z имеют не более двух стабильных изотопов. Как правило, число нейтронов N в таких ядрах чётное, и, следовательно, массовое число A - нечётное. Большинство элементов с чётным Z имеет несколько стабильных изотопов, из которых не более двух с нечётным A . Наибольшее число изотопов (10) имеет олово, 9 изотопов - у ксенона, 8 - у кадмия и теллура. Многие элементы имеют 7 изотопов.

Такие широкие вариации в числе стабильных изотопов у различных элементов обусловлены сложной зависимостью энергии связи ядра от числа протонов и нейтронов в ядре. По мере изменения числа нейтронов N в ядре с данным числом протонов Z энергия связи ядра и его устойчивость по отношению к различным типам распада меняются. При добавлении нейтронов ядро становится неустойчивым по отношению к испусканию электрона с превращением одного нейтрона в ядре в протон. Поэтому нейтронообогащённые изотопы всех элементов β^- -активны. Наоборот, при обеднении нейтронами ядро получает возможность или захватить электрон из оболочки атома, или испустить позитрон. При этом один протон превращается в нейтрон и оптимальное соотношение между числом протонов и нейтронов в ядре восстанавливается. Нейтронообеднённые изотопы всех элементов испытывают или электронный захват или позитронный распад. У тяжёлых ядер наблюдаются также альфа-распад и самопроизвольное (спонтанное) деление ядер. Получение нейтроноизбыточных изотопов элементов возможно несколькими способами. Один из них - реакция захвата нейтронов ядрами стабильных изотопов. Другой - деление тяжёлых ядер под действием нейтронов или заряженных частиц, в результате которого из одного тяжёлого ядра с большим относительным содержанием нейтронов образуются два нейтронообогащённых ядра. Нейтронообогащённые изотопы лёгких элементов эффективно образуются в реакциях многонуклонного обмена при взаимодействии ускоренных тяжёлых ионов с веществом. Синтез нейтроно-дефицитных изотопов осуществляется в ядерных реакциях под действием ускоренных заряженных лёгких частиц или тяжёлых ионов.

В природной смеси изотопов химического элемента разные изотопы содержатся в различных количествах. Химические элементы состоят или из одного нуклида (моноизотопные элементы) или из смеси двух или более изотопов в известных неизменных соотношениях. Например, природный хлор в свободном и в связанном состоянии всегда состоит из смеси 75,4% хлора-35 и 24,6% хлора-37 (что даёт атомную массу 35,457). Число атомов данного изотопа, выраженное в процентах к общему числу атомов всех изотопов химического элемента, называется **относительной распространённостью изотопа**. Например, бор состоит из двух стабильных изотопов ^{10}B и ^{11}B с относительной распространённостью соответственно 19% и 81%.

Все стабильные изотопы на Земле возникли в результате ядерных процессов, протекавших в отдалённые времена, и их распространённость зависит от свойств ядер и от первоначальных условий, в которых происходили эти процессы. Изотопный состав природных элементов на Земле постоянен. Это объясняется тем, что он не подвергается значительным изменениям в химических и физических процессах, протекающих на Земле. Однако небольшие колебания в относительной распространённости изотопов всё же наблюдаются для лёгких элементов, у которых различие в массах атомов изотопов относительно велико. Эти колебания обусловлены изменением изотопного состава элементов (фракционированием изотопов), происходящим в результате диффузии, изменения агрегатного состояния вещества, при некоторых химических реакциях и других процессах, непрерывно протекающих в атмосфере и земной коре. Изменение

изотопного состава элементов, интенсивно мигрирующих в биосфере (H, C, N, O, S), связано и с деятельностью живых организмов.

Для нуклидов, образующихся в результате радиоактивного распада, например для изотопов свинца, различное содержание изотопов в разных образцах обусловлено разным первоначальным содержанием их родоначальников (U или Th) и разным геологическим возрастом образцов.

Единство образования тел Солнечной системы позволяет думать, что изотопный состав элементов земных образцов характерен для всей Солнечной системы в целом (при наличии известных колебаний). Метеоры и глубокие слои земной коры показывают примерно одинаковое отношение $^{16}\text{O}/^{18}\text{O}$. Астрофизические исследования обнаруживают отклонения изотопного состава элементов, составляющих звёздное вещество и межзвёздную среду, от земного. Например, для углеродных R-звёзд отношение $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ изменяется от 4—5 до земного значения.

Физико-химические свойства изотопов почти тождественны, т.к. они в основном зависят от электронной оболочки атома, одинаковой у всех изотопов данного элемента. Именно поэтому относительная распространенность изотопа (α , следовательно, и атомный вес элемента) при различных физико-химических процессах, протекающих в природе, почти не меняется.

Все же физико-химические свойства изотопов элементов нельзя считать абсолютно тождественными, так как на них сказывается, хотя и в небольшой степени различие в массах атомов (изотопные эффекты). Наибольшее различие наблюдается у свойств изотопов легких элементов, где относительное различие масс изотопов больше, чем у средних и тяжелых элементов. Вследствие этого в природе происходит, например, некоторое перераспределение тяжелых и легких изотопов водорода и кислорода. Однако в общем круговороте воды в природе эти различия выравниваются.

В чистом виде изотопы получают или путем разделения природной смеси, или за счет ядерных реакций. Если элемент состоит из смеси изотопов, его составляющие части можно разделить, используя различие в некоторых свойствах изотопов, например, диффузией через пористые колонки, электромагнитной сепарацией или фракционным электролизом. Изотопы также можно получить бомбардировкой природного элемента нейтронами или заряженными частицами с высокой кинетической энергией.

Изучение физико-химических свойств элементов, обогащенных различными изотопами, составляет содержание физики и химии изотопов.

1.3 Применение изотопов

Как радиоактивные, так и стабильные изотопы широко применяются в качестве изотопных индикаторов, а радиоактивные изотопы – как источники ядерных излучений в самых различных областях науки и техники. Некоторые изотопы урана и плутония являются «ядерным горючим».

В научных исследованиях (например, в химическом анализе) требуются небольшие количества редких изотопов различных элементов, исчисляемые граммами и даже миллиграммами в год. Вместе с тем, для ряда изотопов, используемых в ядерной энергетике, медицине и других отраслях, потребность в их производстве может составлять многие килограммы и даже тонны. Так, в связи с использованием тяжелой воды D_2O в ядерных реакторах ее общемировое производство к началу 1990-х прошлого века составляло около 5000 т в год. Входящий в состав тяжелой воды изотоп водорода дейтерий, концентрация которого в природной смеси водорода составляет всего 0,015%, наряду с тритием станет в будущем, по мнению ученых, основным компонентом топлива энергетических термоядерных реакторов, работающих на основе реакций ядерного синтеза. В этом случае потребность в производстве изотопов водорода окажется огромной.

В научных исследованиях стабильные и радиоактивные изотопы применяются в качестве изотопных индикаторов при изучении самых различных процессов, происходящих в природе. В сельском хозяйстве изотопы («меченые» атомы) применяются, например, для изучения процессов фотосинтеза, усвояемости удобрений и для определения эффективности использования растениями азота, фосфора, калия, микроэлементов и др. веществ. Изотопные технологии находят широкое применение в медицине. Изотоп углерода ^{13}C , обогащенный до 99% (природное содержание около 1%), активно используется в диагностическом контроле дыхания.

2. ЯДЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА НЕКОТОРЫХ ИЗОТОПОВ

Периоды полураспада некоторых наиболее важных с радиохимической точки зрения изотопов приведены в **Табл.1**, а ядерно-физические характеристики β -излучающих изотопов – в **Табл.2**.

Табл.1. Периоды полураспада некоторых изотопов

Изотоп	T _{1/2}	Изотоп	T _{1/2}	Изотоп	T _{1/2}	Изотоп	T _{1/2}	Изотоп	T _{1/2}
Тритий, ³ H	12,26 года	Кадмий-109	470 дней	Молибден-99	67 ч	Цезий-135	3x106 лет	Калифорний-252	2,2 лет (α - распад) 85 лет (спонтанное деление)
Бериллий-7	53,61 дн	Кадмий-115m	43 дня	Технеций-96m	52 мин	Цезий-137	30 лет	Таллий-202	12,5 дня
Углерод-14	5568 лет	Кадмий-115	2,3 дня	Технеций-96	4,2 дня	Барий-131	11,52 дня	Таллий-204	3,56 года
Фтор-18	1,87 ч	Индий-113m	112 мин	Технеций-97m	91 день	Барий-133	10 лет	Свиней-203	2,17 дня
Натрий-22	2,6 года	Индий-114m	49 дней	Технеций-97	10 ⁴ лет	Барий-140	13 дней	Свинец-210	22 года
Натрий-24	14,9 ч	Индий-115m	4,5 ч	Технеций-99m	6,04 ч	Церий-139	140 дней	Свинец-212	10,64 ч
Магний-28	21,3 ч	Олово-113+ индий-113m	130 дней	Технеций 99	2,612·10 ⁵ лет	Лантан-140	40,3 ч	Висмут-206	6,4 дня
Кремний-31	2,62 ч	Олово-115	9,4 дня	Рутений-97	2,44 дня	Церий-141	32,5 дня	Висмут-207	80 лет
Фосфор-32	14,5 дня	Сурьма-122	2,75 дня	Рутений-103	39,8 дня	Церий-143	33,4 ч	Висмут-210	5 дней
Сера-35	87,1 дня	Сурьма-124	60,1 дня	Рутений-105	4,4 ч	Церий-144	284,5 дня	Висмут-212	60,5 мин
Хлор-36	3,03·105 лет	Сурьма-125	2 года	Рутений-106	1 год	Празеоди м-142	19,2 ч	Полоний -210	138,3 дня
Хлор-38	37,7 мин	Теллур-125m	58 дней	Родий-103m	57 мин	Празеоди м-143	13,95 дня	Астат-211	7,2 ч
Аргон-37	35 дней	Теллур-127m	105 дней	Эрбий-171	7,8 ч	Неодим-147	11,3 дня	Радий-223	11,69 дня
Калий-42	12,5 дня	Теллур-127	9,35 ч	Тулий-170	127 дней	Неодим-149	2 ч	Радий-224	3,64 дня
Кальций-45	153 дня	Теллур-129т	33 дня	Тулий-171	680 дней	Прометий-147	2,6 года	Радий-226	1622 года
Кальций-47	4,7 дня	Теллур-129	74 мин	Лютеций-177	6,8 дня	Прометий-149	2,2 дня	Радий-228	6,7 года
Скандий-46	84,1 дня	Теллур-131m	30 ч	Гафний-181	45 дней	Самарий-151	93 года	Актиний-227	21,6 года
Скандий-47	3,4 дня	Теллур-132	3,2 дня	Тантал-182	111 дней	Самарий-153	47 ч	Актиний-228	6,13 ч
Скандий-48	1,83 дня	Иод-125	60 дней	Вольфрам-181	145 дней	Европий-152т	9,2 ч	Торий-227	18,4 дня
Ванадий-48	16,2 дня	Иод-126	13,3 дня	Вольфрам-185	74,5 дня	Европий-152	13 лет	Торий-228	1,9 года
Хром-51	27,8 дня	Иод-129	1,72·10 ⁴ лет	Вольфрам-187	24 ч	Европий-154	16 лет	Торий-230	8x10 ⁴ лет
Марганец-52	5,7 дня	Иод-131	8,06 дня	Рений-186	3,8 дня	Европий-155	1,7 года	Торий-231	25,64 ч
Марганец-54	291 день	Иод-132	2,3 ч	Рений-188	16,7 ч	Гадолиний-153	230 дней	Торий-232 (торий природный)	1,4x10 ¹⁰ лет
Марганец-56	2,6 ч	Иод-133	20,9 ч	Осмий-185	94,3 дня	Гадолиний-159	18 ч	Торий-234	24 дня

Железо-55	3 года	Иод-134	54 мин	Осмий-191г	14 ч	Тербий-160	73 дня	Протактиний-230	17,7 дня
Железо-59	45 дней	Иод-135	6,75 ч	Осмий-191	15 дней	Диспрозий-165	2,39 ч	Протактиний-231	$3,6 \cdot 10^4$ лет
Кобальт-56	77,3 дня	Мышьяк-76	26,75 ч	Осмий-193	31,5 ч	Диспрозий-166	3,4 дня	Протактиний-233	27,4 дня
Кобальт-57	270 дней	Мышьяк-77	39 ч	Иридий-190	11 дней	Гольмий-166	27,3 ч	Уран-230	20,8 дня
Кобальт-58г	9,1 ч	Селен-75	127 дней	Иридий-192	74,4 дня	Эрбий-169	9,4 дня	Уран-232	74 года
Кобальт-58	71,3 дня	Бром-82	35,87 ч	Иридий-194	19 ч	Уран-236	$2,39 \cdot 10^7$ лет	Уран-233	$1,62 \cdot 10^5$ лет
Кобальт-60	5,25 года	Рубидий-86	18,66 дня	Платина-191	3 дня	Уран-238	$4,5 \cdot 10^9$ лет	Уран-234	$2,5 \cdot 10^5$ лет
Никель-59	8·104 лет	Стронций-85m	70 мин	Платина-193m	3,5 дня	Нептуний-237	$2,2 \cdot 10^6$ лет	Уран-235	$7,1 \cdot 10^8$ лет
Никель-63	79,8 года	Стронций-85	65 дней	Платина-193	500 лет	Нептуний-239	2,35 дня		
Никель-65	2,56 ч	Стронций-89	51 день	Платина-197г	80 мин	Плутоний-238	86,4 года		
Медь-64	12,8 ч	Стронций-90	28,4 года	Платина-197	18 ч	Плутоний-239	$2,44 \cdot 10^4$ лет		
Цинк-65	245 дней	Стронций-91	9,7 ч	Золото-193	17,44 ч	Плутоний-240	6580 лет		
Цинк-69г	51 мин	Стронций-92	2,6 ч	Золото-196	5,6 дня	Плутоний-241	13 лет		
Цинк-69	14 ч	Иттрий-90	2,68 дня	Золото-198	2,69 дня	Плутоний-242	$2,79 \cdot 10^5$ лет		
Германий-71	11,3 дня	Иттрий-91г	50,3 мин	Золото-199	3,15 дня	Америций-241	458 лет		
Галлий-72	14 ч	Иттрий-91	57,5 дня	Ртуть-197г	23 ч	Америций-243	$8,0 \cdot 10^3$ лет		
Мышьяк-73	76 дней	Иттрий-92	3,4 ч	Ртуть-197	2,7 дня	Кюрий-242	162 дня		
Мышьяк-74	17,5 дня	Иттрий-93	11 ч	Ртуть-203	45,8 дня	Кюрий-243	35 лет		
Родий-105	36,5 ч	Цирконий-93	$1,1 \cdot 10^6$ лет	Таллий-200	26,1 ч	Кюрий-244	18 лет		
Палладий-103	17 дней	Цирконий-95	65 дней	Таллий-201	3 дня	Кюрий-245	$2,1 \cdot 10^4$ лет		
Палладий-109	13,6 ч	Цирконий-97	17 ч	Цезий-131	10 дней	Кюрий-246	$6,6 \cdot 10^3$ лет		
Серебро-105	39 дней	Ниобий-93m	10 лет	Ксенон-133	5,27 дня	Берклий-249	290 дней		
Серебро-110	270 дней	Ниобий-95	35 дней	Цезий-134г	3,15 ч	Калифорний-249	470 лет		
Серебро-111	7,6 дня	Ниобий-97	74 мин	Цезий-134	2,07 года	Калифорний-250	10,9 года		

Табл.2. Ядерно-физические характеристики некоторых β -радиоактивных ядер.

Элемент	$T_{1/2}$	E_{\max}^{β} , МэВ	Элемент	$T_{1/2}$	E_{\max}^{β} , МэВ
^{12}B	0.02 сек	13.37	^{56}Cr	5.4 мин	1.5
^{11}C	20.3 мин	0.97	^{52}Mn	5.7 сут	0.57
^{13}N	9.96 мин	1.2	^{56}Mn	2.6 час	2.85
^{18}N	0.63 сек	9.4	^{53}Fe	8.6 мин	3.0

¹⁷ F	66.6 сек	1.74	⁶² Co	1.5 мин	2.88
²⁴ Ne	3.38 мин	1.99	⁶⁵ Ni	2.55 час	2.13
²¹ Na	23 сек	2.52	⁶⁸ Cu	30 сек	3.5
²⁷ Mg	9.5 мин	1.75	⁷¹ Zn	2.4 мин	2.4
²⁸ Al	2.3 мин	2.88	⁶⁶ Ga	9.4 час	4.15
³¹ Si	2.62 час	1.48	⁶⁸ Ga	68.3 мин	1.90
³⁰ P	2.5 мин	3.24	⁶⁵ Ge	30.9 сек	3.7
³¹ S	2.72 сек	4.42	⁷⁹ As	9.1 мин	2.15
³³ Cl	2.5 сек	4.55	⁷³ Se	7.1 час	1.7
³⁷ K	1.2 сек	5.14	⁷⁵ Br	1.7 час	1.7
⁴⁴ Sc	3.9 час	1.47	⁸⁷ Kr	78 мин	3.8
⁴⁵ Ca	163 сут	0.25	⁸⁸ Rb	17.8 мин	5.3
⁵¹ Ti	5.8 мин	2.14	⁹² Y	3.5 час	3.63
⁴⁶ V	0.43 сек	6.03	⁸⁹ Nb	1.9 час	2.9

3. КОММЕРЧЕСКИЕ РАДИОАКТИВНЫЕ ИЗОТОПЫ

Выше мы рассматривали изотопы с научной точки зрения. Однако изотопы сейчас не только компонент науки и техники, они - предмет торговли, в том числе – международной. Перемещение изотопов через границы государств потребовало более «практического» определения, что такое изотоп, что такое радиоактивный изотоп и как его характеризовать с точки зрения международного законодательства. Коротко остановимся на взглядах на эту проблему чиновников Государственного таможенного комитета РФ (Положение о порядке вывоза из Российской Федерации и ввоза в Российскую Федерацию радиоактивных веществ и изделий на их основе, 1996 года с учетом Правил безопасности при транспортировании радиоактивных веществ (ПБТРВ-73)). В этом Положении рассматриваются элементы химические радиоактивные и изотопы радиоактивные (включая делящиеся и воспроизводящие) и их соединения; смеси и отходы, содержащие эти изотопы.

В рассматриваемой здесь сфере, термин изотопы охватывает не только изотопы в их чистом состоянии, но также и химические элементы, природный изотопный состав которых искусственно модифицирован обогащением элементов некоторыми их изотопами (а также обеднение элементов другими изотопами), или превращением в ходе ядерных реакций некоторых изотопов в другие, искусственные изотопы. Например, хлор с атомной массой 35,30, полученный обогащением этого элемента изотопом хлора-35 до содержания последнего 85%, рассматривается как изотоп.

Элементы, состоящие в природе только из одного изотопа (моноизотопные), например, бериллий-9, фтор-19, алюминий-27, фосфор-31, марганец-55 и т.д., не рассматриваются как изотопы, их классифицируют в свободном или связанном состоянии в соответствии с этим состоянием, в более специфических товарных позициях, относящихся к химическим элементам или их соединениям. Однако радиоактивные изотопы этих элементов, полученные искусственно (например, Be¹⁰, F¹⁸, Al²⁹, P³², Mn⁵⁴), рассматриваются как изотопы. Некоторые искусственно полученные химические элементы (обычно с атомным номером выше 92 или трансурановые элементы) не имеют фиксированного изотопного состава - он изменяется в соответствии с методом получения такого элемента. Химические элементы, изотопы, соединения и, вообще, вещества, производящие самопроизвольное излучение, называют радиоактивными.

В товарную позицию «Радиоактивные химические элементы, радиоактивные изотопы и их соединения; смеси и отходы, содержащие эти продукты» попадают радиоактивные химические элементы: технеций, прометий, полоний и все элементы с более высоким атомным числом, такие как астат, радон, франций, радий, актиний, торий, протактиний, уран, нептуний, плутоний, америций, кюрий, берклий, калифорний, эйнштейний, фермий, менделевий, nobелий и лоуренсий. Эти элементы обычно состоят из нескольких изотопов, которые все являются радиоактивными. С другой стороны, имеются элементы, состоящие из смеси стабильных и радиоактивных изотопов, такие как калий, рубидий, самарий, и лютеций, которые вследствие того, что радиоактивные изотопы имеют низкий уровень радиоактивности, рассматриваются как стабильные и не попадают в данную товарную позицию. С другой стороны, те же элементы (калий, рубидий, самарий, лютеций), обогащенные своими радиоактивными изотопами (⁴⁰K, ⁸⁷Rb, ¹⁴⁷Sm, ¹⁷⁶Lu), рассматриваются как радиоактивные изотопы данной товарной позиции. К уже упомянутым природным радиоактивным изотопам добавлены уран-235 и уран-238 и некоторые изотопы таллия, свинца, висмута, полония, радия, актиния или

тория, которые известны под названиями, отличающимися от названий соответствующих элементов. Эти названия скорее связаны с названием того элемента, из которого они получились при радиоактивном превращении. Так, висмут-210 - RaE, полоний-212 - ThC и актиний-228 - мезоторий.

Химические элементы, которые обычно стабильны, тем не менее могут становиться радиоактивными после их бомбардировки частицами, выходящими из ускорителя частиц и имеющими большую энергию, или после поглощения нейтронов в ядерном реакторе. Трансформированные таким образом элементы называются искусственными радиоактивными изотопами. Кроме урана-233 и изотопов плутония, некоторые из наиболее важных таких элементов следующие: водород-3 (тритий), углерод-14, натрий-24, фосфор-32, сера-35, калий-42, кальций-45, хром-51, железо-59, кобальт-60, криптон-85, стронций-90, иттрий-90, палладий-109, иод-131 и 132, ксенон-133, цезий-137, туллий-170, иридий-19, золото-198 и полоний-210. Радиоактивные химические элементы и радиоактивные изотопы самопроизвольно переходят в более стабильные изотопы или элементы.

Радиоактивные химические элементы и изотопы входят в данную товарную позицию, даже если они смешаны вместе или с другими радиоактивными соединениями, или с нерадиоактивными соединениями и материалами (например, с отработанными облученными мишенями и радиоактивным сырьем), при условии, что удельная радиоактивность продукта больше, чем 74 беккереля/грамм (0,002 микрокюри/грамм).

Радиоактивные химические элементы и изотопы данной товарной позиции часто используются в форме соединений или продуктов, которые мечены (т.е., содержат молекулы с одним или более радиоактивными атомами). Такие соединения остаются в этой товарной позиции, даже если они растворены, диспергированы, смешаны с другими радиоактивными или нерадиоактивными материалами. Неорганические или органические соединения, состоящие из радиоактивных изотопов и их растворов, также попадают в данную товарную позицию, даже если удельная радиоактивность ниже 74 беккереля/грамм (0,002 микрокюри/грамм); с другой стороны, сплавы, дисперсии, керамические продукты и смеси, содержащие радиоактивные вещества попадают в данную товарную позицию, если их удельная радиоактивность больше, чем 74 беккереля/грамм (0,002 микрокюри/грамм).

Наиболее значимые радиоактивные соединения следующие: 1) соли радия, используемые в качестве источника излучения для лечения раковых заболеваний и для некоторых физических опытов. 2) соединения радиоактивных изотопов. Искусственные радиоактивные изотопы и их соединения используются в промышленности для радиографии металлов, для измерения толщины листовых металлов, для измерения уровня жидкости в контейнерах, для ускорения вулканизации; для иницирования полимеризации или прививки органических соединений, для производства светящихся красок, для часовых циферблатов, инструментов и т.п.; в медицине для диагностики или лечения некоторых болезней (кобальт-60, иод-131, золото-198, фосфор-32 и т.п.); в сельском хозяйстве для стерилизации сельскохозяйственных продуктов, для предотвращения прорастания семян; для исследования применения удобрений или поглощения их растениями, для создания генетических мутаций с целью улучшения видов и пород (кобальт-60, цезий-137, фосфор-32 и т.д.); в биологии для исследования функционирования и развития некоторых животных и растительных органов (тритий, углерод-14, натрий-24, фосфор-32, сера-35, калий-42, кальций-45, стронций-90, иод-131 и т.д.); в физических или химических исследованиях.

Из радиоактивных отходов наиболее важные с точки зрения вторичного использования следующие: 1) облученная или содержащая тритий тяжелая вода: после различного времени пребывания в реакторе 2) отработанные топливные элементы, с очень высоким уровнем радиоактивности,

Перейдем теперь к делящимся и воспроизводимым химическим элементам.

Уран в природном состоянии состоит из трех изотопов: урана-238, который составляет 99,28 % всей массы, урана-235 (0,71%) и незначительного количества (0,006 %) урана-234. Природный уран можно считать как делящимся элементом (благодаря содержанию урана-235), так и воспроизводящим (благодаря содержанию урана-238). Уран выделяют из урановой смолки, уранинита, отунита, браннерита, карнотита или торбернита. Он также извлекается из других вторичных ресурсов, таких как отходы производства суперфосфата или золотодобывающих производств. Уран - слабо радиоактивный элемент, очень тяжелый (удельная плотность 19) и твердый. Он имеет блестящую серебристо-серую поверхность, но темнеет в контакте с кислородом воздуха, образуя оксиды. В порошкообразном виде он окисляется и быстро возгорается при контакте с воздухом. Уран обычно продается в форме болванок, пригодных для металлообработки (чтобы получить бруски, стержни, трубы, листы, проволоку и т.п.).

Торий. Поскольку торит и орангит, весьма богатые торием, встречаются в природе весьма редко, торий в основном получают из монацита, который содержит также редкоземельные металлы. Неочищенный торий представляет собой крайне пирофорный серый порошок. Тяжелые, серо-стального цвета чушки тория (удельная плотность 11,5) довольно тверды (хотя мягче, чем уран) и быстро окисляются на воздухе. Эти болванки прокатывают, экструдуют или протягивают с получением листов, брусков, стержней, труб и т.п.

Природный торий состоит, по существу, из изотопа тория-232. Торий и некоторые сплавы тория используются как воспроизводящие материалы в ядерных реакторах. Торий-магниево-вольфрамовые сплавы применяют в авиационной промышленности и в производстве термоионных устройств. Изделия, выполненные из тория, исключаются из данной товарной позиции.

Промышленный плутоний получают облучением урана-238 в ядерных реакторах. Это очень тяжелый (удельная плотность 19,8) радиоактивный и высоко токсичный элемент. По виду он подобен урану, аналогичен и по окисляемости. Плутоний поставляется в таком же виде, как и обогащенный уран и требует величайшей осторожности при обращении. Делящиеся изотопы включают: 1) уран-233: его получают в ядерных реакторах из тория-232, который превращается последовательно в торий-233, протактиний-233 и уран-233; 2) уран-235: это единственный делящийся изотоп урана, который встречается в природе; 3) плутоний-239: его получают в ядерных реакторах из урана-238, который последовательно превращается в уран-239, нептуний-239 и плутоний-239.

Имеются некоторые изотопы трансплутониевых элементов, такие как калифорний-252, америций-241, кюрий-242 и кюрий-244, которые могут расщепляться и которые могут быть использованы как интенсивный источник нейтронов. Из воспроизводящих изотопов, кроме тория-232, следует отметить обедненный уран. Этот металл является побочным продуктом производства урана, обогащенного ураном-235. Благодаря его гораздо меньшей стоимости и доступности в больших количествах, он заменяет природный уран, в частности, как воспроизводящий материал, как защитный экран против радиации, как тяжелый металл для маховиков, а также в производстве абсорбирующих составов (газопоглотителей), используемых для очистки некоторых газов. Изделия из урана, обедненного ураном-235, исключаются из данной товарной позиции.

4. ИЗОТОПНЫЕ ЭФФЕКТЫ

Изотопные эффекты – неидентичность свойств изотопов данного элемента, обусловленная различием масс изотопных атомов (атомных весов).

Изотопные эффекты проявляются в различии любых свойств изотопов, кроме радиоактивных. Однако, поскольку для изотопов большинства элементов (за исключением наиболее легких) относительное различие в атомных весах изотопов невелико, то изотопные эффекты для этих элементов выражены слабо. Даже для легких элементов второго периода Периодической таблицы элементов (Li-Ne) относительные различия в атомных весах изотопов не превышают 35%; для третьего периода (Na-Ar) они не превышают 20%, для четвертого (K-Kr) и пятого (Rb-Xe) периодов – 15%; для более тяжелых элементов она всегда менее 10%. Лишь для элементов первого периода (H и He) относительные различия в массах изотопных атомов весьма велики – для водорода максимальное различие достигает 200%, а для гелия – 100%.

Зависимость оптических спектров от массы изотопа получила название изотопического сдвига.

Изотопический сдвиг - сдвиг друг относительно друга уровней энергии и спектральных линий атомов различных изотопов одного хим. элемента; проявляется также во вращательных и колебательных спектрах молекул, содержащих различные изотопы одного элемента. Может быть обусловлен двумя причинами: движением ядра относительно центра инерции атома (эффект массы) и обменным взаимодействием атомных электронов, имеющим квантовый характер. Изотопический сдвиг положителен, когда длина волны спектральной линии уменьшается с ростом массы ядра. Различие длин волн, вызванное изотопическим сдвигом, используется в лазерном разделении изотопов.

Неодинаковые атомные веса изотопов обуславливают определенные различия таких свойств изотопных соединений, как плотность, вязкость, показатель преломления, коэффициент диффузии, удельный заряд ионов и др. При этом отношение плотностей изотопных соединений достаточно точно совпадает с отношением их молекулярных весов, а удельные заряды изотопных ионов обратнопропорциональны их молекулярным весам. Кроме того, различие масс изотопных атомов вызывает изменение уровней поступательной, вращательной и колебательной энергии молекул при их изотопном замещении, что приводит к различию колебательно-вращательных спектров изотопных соединений.

Изменение энергетических уровней при изотопном замещении, в свою очередь, вызывает изменение термодинамических свойств, таких, как теплоемкость, теплопроводность, теплоты испарения и плавления, температуры кипения и плавления и др. Так, например, отношение давлений H_2 и D_2 составляет 2,448 при $-251,1^\circ$. Что касается химических свойств изотопных соединений, то они остаются в основном неизменными, т.к. масса атома не влияет на его электронную конфигурацию, определяющую химические свойства. Однако термодинамическая неравноценность изотопных соединений приводит к неравномерному распределению изотопов при равновесии изотопного обмена (термодинамический изотопный эффект), а также к преимущественной адсорбции одной из изотопных форм на сорбенте. Кроме того, термодинамическая неравноценность исходных изотопных соединений в сочетании с аналогичной неравноценностью

переходных состояний (активных комплексов) при химических реакциях изотопных соединений обуславливает различие в скоростях протекания этих реакций (кинетический изотопный эффект).

Поскольку термодинамические и кинетические изотопные эффекты зависят от различий колебательно-вращательных и поступательных энергетических уровней изотопных молекул, то можно рассчитать указанные изотопные эффекты статистическими методами. Термодинамические изотопные эффекты, выраженные отклонениями от единицы коэффициента равновесного распределения изотопов, для изотопного обмена водорода в случае трития и протия могут максимально достигать при 20° 16-18-кратного значения; а в случае дейтерия и протия – 8-9 кратного значения; в случае тяжелых элементов они не превышают 1%. Кинетические изотопные эффекты, выражающиеся отношением констант скоростей химических реакций для различных изотопных соединений, в случае изотопов водорода также могут быть очень велики. Так, например, отношение констант скоростей синтеза бромистого водорода и бромистого дейтерия равно 5. для изотопов всех других элементов отклонения этого отношения от единицы никогда не превышает 50%.

В основе использования изотопов в качестве меченых атомов лежит их химическая и физико-химическая идентичность. Фактически же всегда имеют место различия в свойствах изотопов, характеризующиеся значениями изотопного эффекта. Таким образом, значение изотопного эффекта позволяет вносить поправки на различие свойств изотопов при их использовании в качестве меченых атомов. Очевидно, что учет соответствующих поправок имеет существенное значение лишь при работе с изотопами легких элементов и особенно водорода.

Различия в свойствах изотопов позволяют разделять изотопы и определять их содержание в изотопных смесях. Любой способ разделения изотопов, а также количественный анализ стабильных изотопов основаны на наличии изотопного эффекта (при этом метод разделения тем эффективнее, чем больше соответствующий изотопный эффект). Так, ректификационный метод разделения основан на различии в давлениях пара изотопных соединений. Методы разделения с использованием реакций изотопного обмена основаны на термодинамическом изотопном эффекте. Имеются методы разделения изотопов, основанные на кинетическом изотопном эффекте, как, например, электрохимический метод получения тяжелой воды.

5. АНАЛИЗ ИЗОТОПНОГО СОСТАВА

Анализ изотопного состава – определение содержания данных изотопов в элементе или его соединении.

Анализ смесей радиоактивных изотопов – достаточно простая задача, решаемая методами радиометрии и ядерной спектроскопии. Анализ стабильных изотопов – более сложная проблема.

Анализ необходим в случае применения стабильных изотопных индикаторов, для контроля разделения и концентрирования изотопов, при определении геологического возраста и генезиса пород изотопными методами и т.п. Химические различия изотопов слишком малы для возможности их применения в изотопном анализе. Пользуются зависимостью разных физических свойств от изотопного состава или, реже, специфическими ядерными реакциями, возникающими при воздействии ионизирующего излучения на данный изотоп.

Наиболее универсальный и распространенный способ – применение масс-спектрометра с электрической регистрацией интенсивностей ионных пучков изотопов, разделенных в электрических и магнитных полях после ионизации образца электронным ударом или др. методами. В обычных серийных приборах можно определить изотопный состав с точностью 1-0,1% в образце, где содержание данного элемента не превышает долей мг.

Масс-спектральные приборы – приборы, предназначенные для анализа химического и изотопного состава нейтральных веществ и ионизованных газов, для исследования структуры молекул, определения масс ядер и т.д. Действие основано на разделении ионов исследуемого вещества по величинам m/e (отношение массы иона к его заряду e) и измерения этих величин и токов разделенных ионов.

Масс-спектрометрия – способ исследования вещества путем определения массы (чаще – отношения m/e) и относительного количества ионов, получаемых из исследуемого вещества или уже присутствующих в изучаемой смеси.

Более грубы различные спектральные методы, основанные на изотопных смещениях энергетических уровней атомов и молекул. Спектр смеси изотопов представляет наложение спектров отдельных изотопов с соотношениями интенсивностей, отвечающими изотопному составу. Чаще всего применяют полосатые молекулярные спектры в видимой или УФ области или колебательные ИК-спектры. Пользуются также вращательными микроволновыми спектрами в области 10^4 - 10^5 Мгц и спектрами ядерного магнитного резонанса.

Очень малые содержания изотопа можно определить с большой чувствительностью, но не очень большой относительной точностью, методом активационного анализа, например, ^{17}O по характерному позитронному излучению ^{18}F , образовавшегося при облучении пробы дейтронами по реакции $^{17}\text{O}(d,n)^{18}\text{F}$.

Отношение H:D можно также находить по поглощению медленных нейтронов, для которых сечение захвата протонами во много раз больше, чем дейтронами.

Спектральные и масс-спектрометрические методы имеют то преимущество, что они не требуют такой тщательной очистки образца, как при измерении физических констант, и часто позволяют находить не только суммарное содержание данного изотопа, но и соотношение концентраций молекул с разным изотопным замещением в образце, например, C₆D₆, C₆D₅,...C₆H₆ в дейтеробензоле.

6. РАЗДЕЛЕНИЕ ИЗОТОПОВ

6.1 Общие замечания

Изотопов разделение – разделение смеси изотопных веществ на компоненты, содержащие отдельные изотопы.

Чаще всего разделение изотопов на отдельные изотопы сводится к выделению из смеси одного из изотопных веществ или просто к концентрированию этого вещества в смеси. Примером может служить извлечение ⁶Li, ²³⁵U, D. **Разделение изотопов** всегда сопряжено со значительными трудностями, т.к. изотопы, представляющие собой незначительно отличающиеся по массе вариации одного элемента, химически ведут себя практически одинаково. Все же скорость прохождения некоторых реакций отличается в зависимости от изотопа элемента, кроме того, можно использовать различие в их физических свойствах, например, в массе. Для разделения изотопов используют различия физических или химических свойств веществ, обусловленные различием в их изотопном составе.

Методы разделения изотопов основаны на различиях в свойствах изотопов и их соединений, связанных с различием масс их атомов (изотопные эффекты). Для большинства элементов относительная разность масс изотопов весьма мала, малы и изотопные эффекты. Этим определяется сложность задачи.

Во всякой разделит, установке исходная смесь делится не менее чем на две фракции, одна из которых обогащается концентрируемым изотопом за счет других. Эффективность работы разделит, установки определяется её производительностью G и коэффициентом разделения α . Для смеси двух изотопов

$$\alpha = \frac{C'}{1-C'} \cdot \frac{1-C''}{C''} \quad (1)$$

где C' и $(1-C')$ - относительные содержания лёгкого и тяжёлого изотопов в обогащенной смеси, а C'' и $(1-C'')$ - в первичной смеси.

Если $\alpha > 1$, что имеет место для большинства методов, то обычно пользуются коэффициентом обогащения $\varepsilon = \alpha - 1$.

Повышение α обычно связано с уменьшением G . Поэтому методы, обеспечивающие большие α , не всегда оказываются экономически выгодными. Выбор метода определяется свойствами элемента, содержанием в смеси концентрируемого изотопа, заданной степенью разделения $q = \alpha^N$, (N - число ступеней разделения).

Различают молекулярно-кинетические, физико-химические и электромагнитные методы изотопного разделения. Первые два метода основаны на различии средне статистических свойств изотопных соединений, обусловленном разницей масс изотопов. Для этих методов α , как правило, невелики, а G могут быть большими. Электромагнитные методы основаны на различном поведении изотопов в электрических и магнитных полях. Как правило, эти методы позволяют получить высокие значения α при малых G в одном цикле разделения изотопов.

Для большинства методов α лишь немного больше единицы, поэтому для получения высокой изотопной концентрации единичную операцию разделения изотопов приходится многократно повторять. Только при электромагнитном разделении α составляет 10-1000 за 1 цикл разделения. Выбор метода разделения изотопов зависит от свойств разделяемого вещества, требуемой степени разделения, необходимого количества изотопов, экономичности процесса (при значительном масштабе производства изотопов) и т. п.

Для изучения свойств изотопов и для их применения в научных и прикладных целях требуется их получение в более или менее заметных количествах. В обычных масс-спектрометрах достигается практически полное разделение изотопов, однако количество их ничтожно мало. Поэтому усилия ученых и инженеров были направлены на поиски других возможных методов разделения изотопов. В первую очередь были освоены физико-химические методы разделения, основанные на различиях в таких свойствах изотопов одного и того же элемента, как скорости испарения, константы равновесия, скорости химических реакций и

т.п. Наиболее эффективными среди них оказались методы ректификации и изотопного обмена, которые нашли широкое применение в промышленном производстве изотопов легких элементов: водорода, лития, бора, углерода, кислорода и азота. Другую группу методов образуют так называемые молекулярно-кинетические методы: газовая диффузия, термодиффузия, масс-диффузия (диффузия в потоке пара), центрифугирование.

В соответствии с используемым изотопным эффектом существуют различные методы разделения изотопов: газовая диффузия (различия в коэффициентах диффузии), жидкостная термодиффузия (различие коэффициентов термодиффузии), ректификация или дистилляция (различие давлений пара), химический обмен (неравномерное распределение изотопов при изотопическом обменном равновесии), кинетический метод (различие констант скоростей химических реакций), газовое центрифугирование (различие плотностей), электромагнитный метод (различие удельных зарядов ионов), AVLIS (испарение с использованием лазера) и электролиз.



Рис.1. Газодиффузионный завод для производства ^{235}U в Ок-Ридже (США).

В связи с потребностью для нужд ядерной энергетики больших количеств таких изотопов, как дейтерий ^{235}U , многие методы разделения изотопов получили промышленное использование: метод диффузии – для выделения ^{235}U с применением газообразного UF_6 , методы ректификации, химического обмена и электролиза для выделения дейтерия. Промышленное значение имеет разделение изотопов

лития.

Однократная операция разделения изотопов приводит лишь к небольшому обогащению разделяемой смеси по требуемому изотопу, что связано с малыми значениями изотопных эффектов. Поэтому для полного выделения или значительного концентрирования одного из изотопных веществ операцию разделения многократно повторяют в ступенчатом разделительном каскаде. Ступень каскада представляет собой один или несколько параллельно соединенных разделительных аппаратов; ступени соединены между собой последовательно. Поскольку исходное содержание выделяемого изотопного вещества обычно мало, то поток исходной смеси, проходящей через каскад, очень велик по сравнению с количеством получаемого продукта.

Поток исходной смеси подается на первую ступень каскада. В результате операции разделения он разбивается на два потока: обедненный – удаляемый из каскада, и обогащенный – подаваемый на 2-ю ступень. На 2-й ступени обогащенный поток вторично подвергается разделению: обогащенный поток 2-й ступени поступает на 3-ю, а ее обедненный поток возвращается на предыдущую (1-ю) и т.д. С последней ступени каскада отбирается готовый продукт с требуемой концентрацией заданного изотопа. Поток смеси, протекающий по каскаду от предыдущих ступеней к последующим, называется прямым, или обогащаемым, а протекающий в обратном направлении – возвратным, или обедняемым.

Замечание. На производительность подобной каскадной системы влияют две причины: степень обогащения на каждой из ступеней и потери искомого изотопа в отходном потоке. Поясним второй фактор. На каждой из стадий обогащения поток разделяется на две части - обогащенную и обедненную нужным изотопом. Поскольку степень обогащения чрезвычайно низка, суммарная масса изотопа в отработанной породе может легко превысить его массу в обогащенной части. Для исключения такой потери ценного сырья обедненный поток каждой последующей ступени попадает снова на вход предыдущей. Исходный материал не поступает на первую стадию каскада. Он вводится в систему сразу на некоторую, n -ю ступень. Благодаря этому с первой ступени выводится в утиль сильно обедненный по основному изотопу материал.

Количество произведенного обогащенного материала зависит от желаемой степени обогащения и обеднения выходных потоков. Если исходное вещество имеется в большом количестве и дешево, то производительность каскада можно увеличить за счет отбрасывания вместе с отходами и большого количества неизвлеченного полезного элемента (пример - производство дейтерия из обычной воды). При необходимости достигается большая степень извлечения изотопа из материала-сырца (например, при обогащении урана или плутония).

Выбор метода разделения изотопов зависит от величины лежащего в его основе изотопного эффекта, определяющего значение коэффициента разделения, а также от экономических показателей: затрата энергии,

стоимость аппараты, производительность, надежность и др. В **Табл.3** на примере трех видов изотопов проведено сравнение методов разделения изотопов для водорода, углерода и урана.

Табл. 3 Эффективности различных методов разделения водорода, углерода и урана:

Метод разделения	H/D	C-12/13	U-235/238
Химическое обогащение	1.2-3	1.02	1.0015
Дистилляция	1.05-1.6	1.01	-
Газовая диффузия	1.2	1.03	1.00429
Центрифугирование (250 м/с)	1.01	1.01	1.026
Центрифугирование (600 м/с)	-	-	1.233
Электролиз	7	-	-

Методы изотопного разделения имеют особенности, определяющие области их наиболее эффективного применения. При изотопном разделении лёгких элементов с массовыми числами около 40 экономически более выгодны и эффективны дистилляция, изотопный обмен и электролиз. Для разделения изотопов тяжёлых элементов применяются диффузионный метод, центрифугирование и электромагнитное разделение. Однако газовая диффузия и центрифугирование могут быть использованы, если имеются газообразные соединения элементов. Поскольку таких соединений мало, реальные возможности этих методов пока ограничены. Термодиффузия позволяет разделять изотопы как в газообразном, так и в жидком состоянии, но при разделении изотопов в жидкой фазе α мало. Электромагнитный метод обладает большим α , но имеет малую производительность и применяется главным образом при ограниченных масштабах производства изотопов.

В последнее время активно разрабатывается плазменная технология разделения изотопов, основанная на ионно-циклотронном резонансе.

Важнейшая технология, реализованная на практике – разделение изотопов урана-235 и урана-238. Методы газовой диффузии, основанные на различной скорости диффузии изотопных компонентов в высокодисперсных пористых средах, были использованы в годы второй мировой войны при организации промышленного производства разделения изотопов урана в США в рамках так называемого Манхэттенского проекта по созданию атомной бомбы. Для получения необходимых количеств урана, обогащенного до 90% легким изотопом ^{235}U – главной «горючей» составляющей атомной бомбы, были построены заводы, занимавшие площади около четырех тысяч гектар. После войны в СССР были построены заводы по производству обогащенного урана для военных целей, также основанные на диффузионном методе разделения. В последние годы этот метод уступил место более эффективному и менее затратному методу центрифугирования.

6.2 Газовая диффузия

Диффузия газов через пористые перегородки при пониженном давлении является одним из важнейших методов разделения тяжелых, а также многих легких изотопов. Метод газовой диффузии использует различие в скоростях движения различных по массе молекул газа. Понятно, что он будет подходить только для веществ, находящихся в газообразном состоянии.

Газообразное соединение разделяемого элемента при достаточно низких давлениях $\sim 0,1 \text{ н/м}^2$ ($\sim 10^{-3} \text{ мм рт. ст.}$) «прокачивается» через пористую перегородку, содержащую до 10^6 отверстий на 1 см^2 . Лёгкие молекулы проникают через перегородку быстрее тяжёлых, так как скорости молекул обратно пропорциональны квадратному корню из их молекулярного веса. В результате газ обогащается лёгкой компонентой по одну сторону перегородки и тяжёлой — по другую.

Поясним принцип действия метода газовой диффузии.

При различных скоростях движения молекул, если заставить их двигаться через тонкую трубочку, более быстрые и легкие из них обгонят более тяжелые. Для этого трубка должна быть настолько тонка, чтобы молекулы двигались по ней поодиночке. Таким образом, ключевой момент здесь - изготовление пористых мембран для разделения. Они должны не допускать утечек, выдерживать избыточное давление. Поскольку легкий изотоп диффундирует быстрее, чем тяжелый, то газ, прошедший через пористую перегородку, обогащается легким изотопом. Для некоторых легких элементов степень разделения может быть достаточно велика, но для урана - только 1.00429 (выходной поток каждой ступени обогащается в 1.00429 раза). Поэтому газодиффузионные обогатительные предприятия - циклопические по размерам, состоящие из тысяч ступеней обогащения.

Исходя из обратно пропорциональной зависимости квадрата средней скорости теплового движения молекул от их массы, можно показать, что максимальный коэффициент разделения изотопных молекул при их диффузии через пористые перегородки определяется выражением

$$\alpha = \sqrt{\frac{M_2}{M_1}}, \quad (2)$$

где M_1 и M_2 – молекулярные веса легкой и тяжелой изотопных молекул.

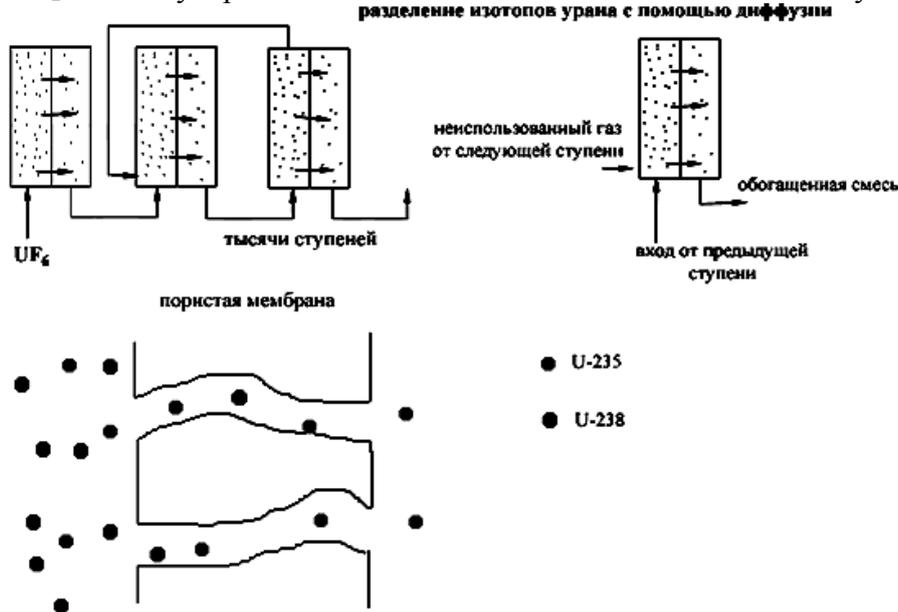


Рис. 2. Схема метода газовой диффузии

Этот метод разделения изотопов дает малые коэффициенты разделения, но легко позволяет провести каскадирование. Таким образом, в общем можно получить большой коэффициент разделения.

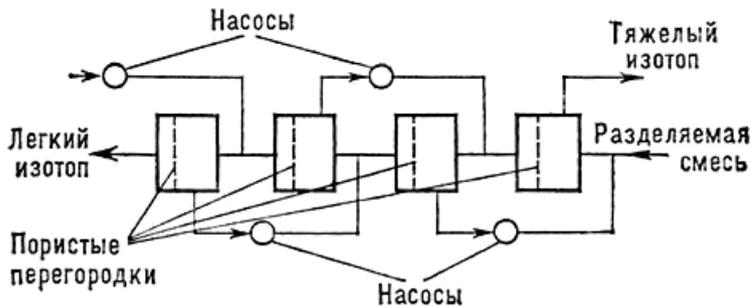


Рис.3. Блок-схема аппаратуры для разделения изотопов методом газовой диффузии

Если разница в молекулярных массах очень мала, то необходимо повторение этого процесса тысячи раз. Количество операций разделения n определяется соотношением:

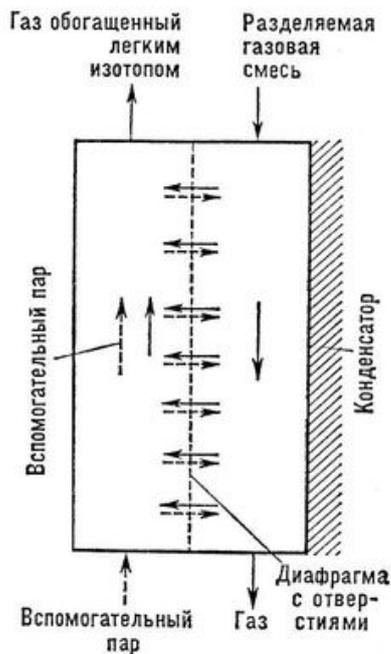
$$q = \alpha^n, \quad (3)$$

где q - необходимая степень разделения. На этом методе основана работа гигантских газодиффузионных заводов для получения ^{235}U из газообразного UF_6 ($\alpha \sim 1,0043$). Для получения необходимой концентрации ^{235}U требуется около 4000 единичных операций разделения.

Диффузионный разделительный каскад состоит из многих ячеек (ступеней). Каждая ячейка – камера разделена на две части пористой перегородкой, по одну сторону которой нагнетается насосом газообразная изотопная смесь. Размер пор – порядка длины свободного пробега данных молекул при используемом давлении. Часть смеси проходит через перегородку и при этом обогащается легким компонентом, т.к. скорость его диффузии больше. Из одной части камеры выводится обогащенный поток, из другой – обедненный. Оба потока поступают на соответствующие ступени каскада для дальнейшего разделения. Используется также диффузия разделяемой смеси в каком-либо постороннем газе (или лучше в паре), который легко потом отделить от смеси конденсацией. Смесь подается в струю пара, и часть ее с большим содержанием легкого компонента диффундирует против потока пара.

6.3 Диффузия в потоке пара (противопоточная масс-диффузия)

Разделение изотопов происходит в цилиндрическом сосуде (колонне), перегородженном вдоль оси диафрагмой, содержащей около 10^3 отверстий на 1 см^2 . Газообразная изотопная смесь движется навстречу потоку вспомогательного пара. Вследствие градиента (перепада) концентрации газа и пара в поперечном сечении цилиндра и большего коэффициента диффузии для лёгких молекул происходит обогащение лёгким изотопом части газа, прошедшего сквозь поток пара в левую часть цилиндра. Обогащённая часть выводится из верхнего конца цилиндра вместе с основным потоком пара, а оставшаяся в правой половине часть газа движется вдоль диафрагмы и отводится из аппарата. Пар, проникший в правую часть, конденсируется. На разделительных установках, состоящих из нескольких десятков последовательно



соединённых диффузионных колонок с испаряющейся жидкостью (ртуть, ксилол и др.), разделяются в лабораторных масштабах (до 1 кг) изотопы неона, аргона, углерода, криптона, серы.

Рис.4. Схема устройства для разделения изотопов методом масс-диффузии.

6.4 Термодиффузия

В этом случае опять же, используется различие в скоростях движения молекул. Более легкие из них при существовании разницы температуры имеют свойство оказываться в более нагретой области. Коэффициент разделения зависит от отношения разницы массы изотопов к общей массе и больший для легких элементов. Термодиффузионный процесс проводят в пустотелых колонках с охлаждаемыми стенками и с раскаленной проволокой, протянутой в центре вдоль колонны. Такая колонна в зависимости от ее высоты равноценна многим последовательно соединенным ступеням. Прямой и возвратный потоки в колонне обеспечиваются естественными конвекционными токами (вдоль раскаленной проволоки ток направлен вверх, а вдоль стенок – вниз).

Между потоками в каждом поперечном сечении протекают термодиффузионные процессы, последовательное наложение которых приводит к накоплению тяжелого изотопа внизу колонны, а более легкого – наверху. Несмотря на свою простоту, в этом методе требуются большие энергозатраты для создания и поддержания нагрева. Поэтому широко не применяется.

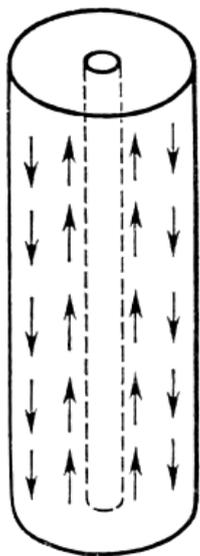


Рис.5. Схема термодиффузионной разделительной колонки.

Обычно термодиффузионная разделительная колонка состоит из двух коаксиально расположенных труб, в которых поддерживаются различные температуры. Разделяемая смесь вводится между ними. Перепад температур ΔT между поверхностями труб создаёт диффузионный поток, что приводит к появлению разности концентрации изотопов в поперечном сечении колонки. Одновременно перепад температур приводит к возникновению конвективных вертикальных потоков газа. Вследствие этого более лёгкие изотопы накапливаются у горячей поверхности внутренней трубы и движутся вверх. Коэффициент разделения

$$\alpha = 1 + \gamma \frac{\Delta T}{T} \quad (4)$$

где γ - постоянная термодиффузии, зависящая от относительной разности масс изотопов, а $T = (T_1 + T_2)/2$. Термодиффузионный метод позволяет разделять изотопы как в газообразной, так и в жидкой фазе. Возможный ассортимент разделяемых изотопов шире, чем при разделении методом газовой диффузии или диффузии в потоке пара. Но для жидкой фазы α мало. Метод удобен при разделении изотопов в лаборатории из-за простоты, отсутствия вакуумных насосов и т. д.

Этим методом был получен He с содержанием 0,2% ^3He (в природной смеси $1,5 \cdot 10^{-5}\%$), изотопы ^{18}O , ^{15}N , ^{13}C , ^{20}Ne , ^{22}Ne , ^{35}Cl , ^{84}Kr , ^{86}Kr с концентрацией $> 99,5\%$. Термодиффузия использовалась в промышленном масштабе в США для предварительного обогащения ^{235}U перед окончательным разделением его на электромагнитной установке. Термодиффузионный завод состоял из 2142 колонок высотой 15 м.

6.5 Газовое центрифугирование

Впервые эта технология была разработана в Германии, во время второй мировой, но промышленно нигде не применялась до начала 60-х. Разделение осуществляется за счет различия центробежных сил, действующих на молекулы разных масс (**Рис.6**). Компоненты изотопной смеси, заполняют ротор центрифуги, который представляет собой тонкостенный и ограниченный сверху и снизу цилиндр, вращающийся с очень высокой скоростью в вакуумной камере. В центрифуге, вращающейся с большой окружной скоростью (100 м/сек), более тяжёлые молекулы под действием центробежных сил концентрируются у периферии, а лёгкие молекулы — у ротора центрифуги. Поток пара во внешней части с тяжёлым изотопом направлен вниз, а во

внутренней с лёгким изотопом — вверх. Соединение нескольких центрифуг в каскад обеспечивает необходимое обогащение изотопов. Сотни тысяч соединенных в каскады центрифуг, ротор каждой из которых совершает более тысячи оборотов в секунду, используются в настоящее время на современных разделительных производствах как в России, так и в других развитых странах мира.

Большое преимущество центрифугирования состоит в зависимости коэффициента разделения от абсолютной разницы в массе, а не от отношения масс. Центрифуга одинаково хорошо работает и с легкими и с тяжелыми элементами. Поэтому центрифугирование пригодно для разделения изотопов и тяжёлых элементов. Степень разделения пропорциональна квадрату отношения скорости вращения к скорости молекул в газе. Отсюда очень желательно как можно быстрее раскрутить центрифугу. Типичные линейные скорости вращающихся роторов 250-350 м/с, и до 600 м/с в усовершенствованных центрифугах. Типичный коэффициент сепарации - 1.01 - 1.1.

Применяется противоточная газовая центрифуга, в которой смесь циркулирует, двигаясь вверх, вдоль оси вращения в центральной части, и вниз – по периферии. Такая центрифуга – аппарат колоночного типа с многократным повторением элементарного разделительного эффекта (в каждом поперечном сечении) вдоль направления прямого и возвратного потоков.

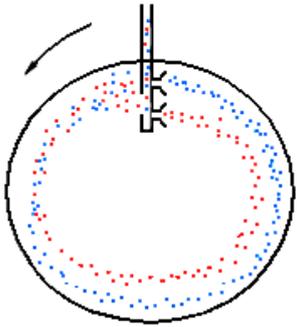


Рис.6 Схема метода газового центрифугирования

Центрифугирование использовано для разделения изотопов углерода (в виде CCl_4), криптона, ксенона и урана (в виде UF_6).

По сравнению с газодиффузионными установками этот метод имеет уменьшенное энергопотребление, большую легкость в наращивании мощности. Недостаток метода – низкая производительность центрифуг и необходимость обеспечения очень больших угловых скоростей (порядка 60000 об/мин). В настоящее время газовое центрифугирование – основной метод разделения изотопов урана необходимых для обеспечения работы ядерных реакторов атомных электростанций.

Центрифуги используются также необходимого для обеспечения работы ядерных реакторов атомных электростанций для производства изотопов примерно тридцати химических элементов средней части периодической системы.

6.6 Электромагнитное разделение.

Метод электромагнитного разделения основан на различном действии магнитного поля на заряженные частицы различной массы. По сути дела такие установки, называемые калютронами, являются огромными масс-спектрометрами. Ионы разделяемых веществ, двигаясь в сильном магнитном поле, закручиваются с радиусами, пропорциональными их массам и попадают в приемники, где и накапливаются (**Рис.7**).



Рис.7. Схема метода электромагнитного разделения.

Вещество, изотопы которого требуется разделить, помещается в тигель ионного источника, испаряется и ионизуется. Ионы вытягиваются из ионизационной камеры сильным электрическим полем, формируются в ионный пучок и попадают в вакуумную разделительную камеру, помещенную в магнитное поле H , направленное перпендикулярно движению ионов. Под действием магнитного поля ионы движутся по окружностям с радиусами кривизны, пропорциональными корню квадратному из отношения массы иона M к его заряду e . Вследствие этого радиусы траектории тяжёлых и лёгких ионов отличаются друг от друга. Это позволяет собирать ионы различных изотопов в приёмники, расположенные в фокальной плоскости установки.

Этот метод позволяет разделять любые комбинации изотопов, обладает очень высокой степенью разделения. Обычно достаточно двух проходов для получения степени обогащения выше 80% из бедного вещества (с исходным содержанием желаемого изотопа менее 1%).

Производительность электромагнитных установок определяется значением ионного тока и эффективностью улавливания ионов. На больших установках ионный ток колеблется от десятков до сотен $ма$, что даёт возможность получать до нескольких граммов изотопов в сутки (суммарно по всем изотопам). В лабораторных сепараторах производительность в 10 - 100 раз ниже.

Электромагнитный метод характеризуется высоким α и возможностью одновременного разделения всех изотопов данного элемента. Обычно на больших промышленных установках для одной ступени

разделения $\alpha \sim 10\text{—}100$, в лабораторных - в 10-100 раз выше. В большинстве случаев при разделении электромагнитным методом достаточно одной ступени, редко производится повторное разделение

предварительно обогащенных изотопных материалов для получения изотопов особо высокой частоты. Основной недостаток метода - относительно низкая производительность, высокие эксплуатационные затраты, значительные потери разделяемого вещества.

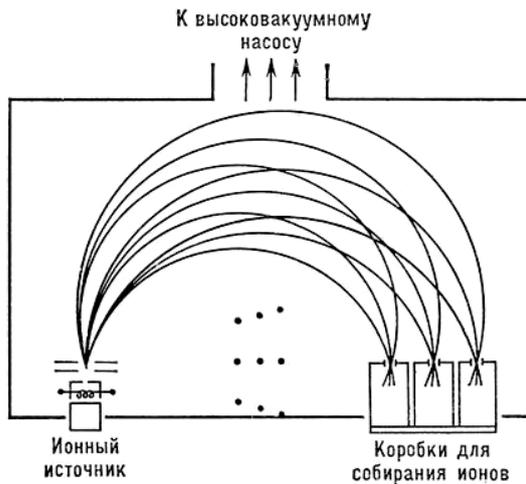


Рис.8. Схематическое изображение электромагнитного разделительного устройства; точки показывают направление магнитного поля, перпендикулярное плоскости рисунка.

Электромагнитное разделение плохо приспособлено для промышленного производства: большая часть веществ осаждается внутри калютрона, так что его приходится периодически останавливать на обслуживание. Остальные недостатки - большое энергопотребление, сложность и дороговизна технического обслуживания, низкая производительность. Основная сфера применения метода - получение небольших количеств чистых изотопов для лабораторного применения. Они используются для получения радиоактивных изотопов, необходимых для ядерной спектроскопии, для изучения взаимодействия ионов с твёрдым телом (при ионном внедрении и для других целей).

Электромагнитный метод впервые позволил получить килограммовые количества ^{235}U . Электромагнитный завод в Ок-Ридже (США) имел 5184 разделительные камеры — «калютроны». Вследствие высокой универсальности и гибкости электромагнитные установки с мощными источниками ионов используются для разделения изотопов ~ 50 элементов периодической системы в количествах от мг до сотен г и являются основным источником обеспечения изотопами научно-исследовательских работ и некоторых практических применений изотопов.

6.7 Химическое обогащение

Химическое обогащение использует разницу в скорости протекания химических реакций с различными изотопами. Лучше всего оно работает при разделении легких элементов, где разница значительна. В промышленном производстве применяются реакции, идущие с двумя реагентами, находящимися в различных фазах (газ/жидкость, жидкость/твёрдое вещество, несмешивающиеся жидкости). Это позволяет легко разделять обогащенный и обедненный потоки. Используя дополнительно разницу температур между фазами, достигается дополнительный рост коэффициента разделения. На сегодня химическое разделение - самая энергосберегающая технология получения тяжелой воды. Кроме производства дейтерия, оно применяется для извлечения Li-6. Во Франции и Японии разрабатывались методы химического обогащения урана, так и не дошедшие до промышленного освоения.

6.8 Аэродинамическая сепарация

Этот способ можно рассматривать как вариант центрифугирования, но вместо закручивания газа в центрифуге, он завихряется при выходе из специальной форсунки, куда подается под большим давлением. Эта технология использовалась ЮАР и Германией.

6.9 AVLIS (испарение с использованием лазера).

Различные изотопы поглощают свет с немного различной длиной волны. При помощи точно настроенного лазера можно избирательно ионизировать атомы какого-то определенного изотопа. Получившиеся ионы можно легко отделить, допустим, магнитным полем (**Рис.8**). Такая технология имеет чрезвычайную эффективность, однако в промышленных масштабах пока не применяется.

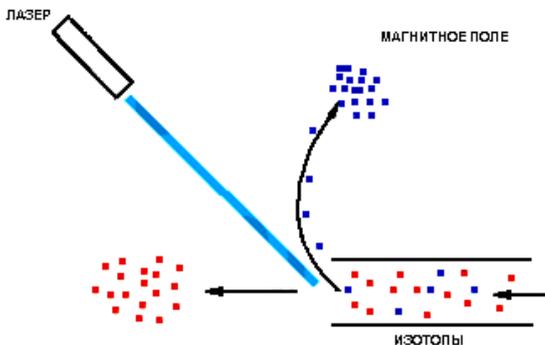


Рис.9. Схема метода лазерного испарения

6.10 Дистилляция

Дистилляция (фракционная перегонка) использует различие в скорости испарения различных по массе изотопов. Чем меньше масса атома - тем быстрее будет испаряться этот изотоп. Лучше всего это работает опять же, на легких элементах. Дистилляция успешно применяется для производства тяжелой воды.

Поскольку, как правило, изотопы имеют различные давления насыщенного пара, например p_1 и p_2 , и различные точки кипения, то возможно разделение изотопов путём фракционной перегонки. Используются фракционирующие колонны с большим числом ступеней разделения; α зависит от отношения p_1/p_2 и его значение уменьшается с ростом молекулярной массы и температуры. Поэтому процесс наиболее эффективен при низких температурах. Дистилляция использовалась при получении изотопов лёгких элементов - ^{10}B , ^{11}B , ^{18}O , ^{15}N , ^{13}C , а в промышленном масштабе для получения сотен тонн тяжелой воды в год.

6.11 Электролиз

При электролизе воды или водных растворов электролитов выделяющийся на катоде водород содержит меньшее количество дейтерия, чем исходная вода. В результате в электролизёре растёт концентрация дейтерия. Метод применялся в промышленных масштабах для получения тяжелой воды. Разделение других изотопов лёгких элементов (лития, калия) электролизом их хлористых солей производится только в лабораторных количествах. Этот самый эффективный метод получения дейтерия (коэффициент разделения более 7) требует такого количества энергии, что по экономическим соображениям, если он и задействуется, то на поздних стадиях очистки.

6.12 Изотопный обмен

Изотопный обмен – реакция, единственным результатом которой является перераспределение изотопов какого-либо элемента между реагирующими веществами.

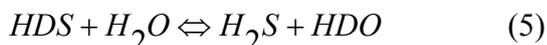
При изотопном обмене вещества сохраняют неизменным свой элементный состав и переходят лишь из одних изотопных форм в другие. Такие реакции могут протекать также между различными изотопными формами одного и того же вещества. Возможности проведения реакций изотопного обмена весьма различны: они могут протекать в гомогенных условиях (между растворённым веществом и растворителем, между реагирующими веществами в нейтральном растворителе, в смеси газов и т.п.), а также в гетерогенных условиях (между твёрдым и жидким веществом и нерастворимым газом, между газами на поверхности твёрдого катализатора и т.д.).

Равновесие изотопного обмена характеризуют коэффициентом распределения изотопов и константой равновесия реакции. Коэффициентом равновесия называется величина, показывающая, во сколько раз отношение равновесных концентраций изотопов в одном из реагирующих компонентов больше соответствующего отношения в другом. Константа равновесия представляет собой отношение равновесных концентраций конечных и начальных изотопных форм реагирующих компонентов.

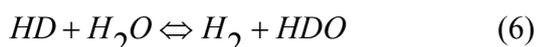
Специфическая особенность реакций изотопного обмена, отличающая их от обычных (элементных) химических реакций, состоит в том, что концентрации реагирующих компонентов остаются неизменными, а изменяется лишь их изотопный состав. Эта особенность приводит к тому, что эти реакции, независимо от их истинного механизма, практически могут быть описаны кинетическим уравнением первого порядка.

Изотопный обмен протекает по различным механизмам, причём встречаются все механизмы, присущие элементным химическим реакциям, и, сверх того, механизмы, не имеющие прямых аналогов в обычной химии. Изотопный обмен может быть одно-, двух- и многостадийным, гомогенным и гетерогенным. В основе его могут лежать переходы электронов, ионов, атомов, групп атомов и целых молекул. В качестве промежуточных стадий реакций изотопного обмена могут наблюдаться диссоциация молекул на заряженные или незаряженные частицы, ассоциации отдельных частиц, внутримолекулярные перегруппировки атомов. Кроме того, изотопный обмен для каждого данного элемента имеет свои характерные черты.

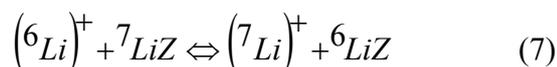
Изотопный обмен широко применяют в различных исследовательских и препаративных работах, а также в промышленности. Им пользуются для разделения природных стабильных изотопов химическими методами, основанными на неравномерном равновесном распределении изотопов между веществами. Например, для концентрирования дейтерия при промышленном получении тяжелой воды применяются реакция изотопного обмена:



и



Для концентрирования ^6Li используется реакция:



(реакция проводится на цеолите), Z – цеолитовый радикал.

Применение нескольких ступеней позволяет получать высокое обогащение водорода, азота, серы, кислорода, углерода, лития отдельными изотопами.

7. ПРОИЗВОДСТВО ИЗОТОПОВ

Производство изотопов – эффективная отрасль российской экономики. Только экспорт изотопов ежегодно приносит стране не менее \$35 млн, возможно, что через десять лет эта цифра увеличится на порядок. Основные производства по выпуску как стабильных, так и радиоактивных изотопов были построены в 50-60-е годы. Главными потребителями их продукции были предприятия ВПК, медики, энергетики, металлургии; значительная часть производимых веществ шла на фундаментальные научные исследования. Если не брать в расчет производства по выпуску изотопов урана и плутония, используемых в атомной энергетике, то всего сейчас в стране можно насчитать 17 крупных производителей стабильных и радиоактивных изотопов. Их потребители – оборонная промышленность, которая в достаточно больших количествах закупает для радиологических исследований йод-131, технеций-99, индий-111 и пр.

Надо отметить, что и в СССР экспорт изотопной продукции составлял определенную статью отечественного бюджета - доходы от продаж изотопов иностранным компаниям в конце 80-х составляли около \$10 млн в год. Тогда экспортировались в основном стабильные изотопы - более дешевые и менее удобные в применении. Но к середине 90-х экспорт вырос более чем втрое. При этом на стабильные изотопы в денежном выражении приходилось 12%. В 1996 российское правительство даже отменило лицензирование для компаний, осуществляющих экспортные поставки стабильных изотопов, однако после этого на Запад из России хлынули такие легальные и нелегальные потоки стабильных изотопов, что цены на некоторые популярные вещества (калий-203, цинк-68) упали на мировом рынке вдвое. Производителям изотопов стоило определенного труда ввести обратно порядок лицензирования экспортных операций. Теперь больше половины экспорта осуществляется через созданную самими производителями компанию "Техснабэкспорт".

Широкое применение изотопов в современной медицине создало на рынке такую ситуацию, при которой спрос на эту продукцию оказался гораздо выше предложения. Сегодня 70% производимых в мире стабильных изотопов и 50% радиоактивных используется в медицине. По прогнозам специалистов, эти цифры в ближайшие годы могут только вырасти. Всплеск интереса медиков к изотопам объясняется высокой эффективностью их применения в диагностике. Именно для диагностических целей используется сегодня около 98% изотопов, поступающих в медицинский сектор.

Уникальность изотопной диагностики заключается в ее точности, надежности, возможности частого применения, а главное, способности диагностировать заболевание уже на ранней стадии. Такие радионуклиды, как таллий-201 и рубидий-82, используются для получения изображения сердца, другие (например, технеций-99) используются при сканировании мозга, костных тканей, а также для диагностики таких заболеваний, как рак, болезнь Альцгеймера и др. При высокоэффективной изотопной диагностике, позволяющей определить динамику биохимических процессов во всех участках организма, используется углерод-11, азот-13, фтор-18. Ряд изотопов (палладий-103, иридий-192) уже применяют для лечения раковых заболеваний, а некоторые изотопы можно использовать как анальгетики и стерилизаторы.

В итоге многие российские производители за последние десять лет переориентировались на выпуск изотопов для медицинских целей. Крупнейший российский производитель изотопов, челябинское ПО "Маяк", в последнее время более чем вдвое увеличил производство кобальта-60, который активно используется для стерилизации медицинских инструментов (излучаемые этим изотопом гамма-лучи разрушают микроэлементы и биосубстанции).

Димитровградский НИИ атомных реакторов освоил производство вольфрама-188, необходимого для терапии онкологических заболеваний. Госпредприятие "Сибирский химический комбинат", выпускавшее в последнее время изотопы преимущественно для ядерно-топливного цикла АЭС, начало производство кислорода-18, который будет использоваться исключительно в медицинских целях.

Помимо производства изотопов в России все более активно идет производство радиофармпрепаратов на их основе, разворачивается и сеть лечебных центров, в которых возможно использование радионуклидов и стабильных изотопов, как для диагностики, так и терапии.

7.1 Производство стабильных изотопов

Производство стабильных изотопов (дейтерий, изотопы бора, бериллия и т.п.) для нужд ядерной индустрии давно осуществляется в промышленных масштабах. В последнее время резко возросли потребности в стабильных изотопах медицинского назначения.

Стабильный изотоп кислорода ^{18}O используется для ранней диагностики рака на позитронно-эмиссионных томографах (ПЭТ). Недавно фирма «Оксимед» (Рошино) начала его промышленное производство. Проект рассчитан на производство 10 кг изотопа кислорода ^{18}O в год, вся продукция идет на экспорт

Необходимость массового использования медицинских препаратов меченных изотопом ^{13}C для диагностических целей требует существенного увеличения его мирового производства до сотен кг в год. К сожалению, стоимость его получения традиционными методами очень высока. Более перспективной в этом смысле является лазерная технология разделения стабильных изотопов элементов средних масс, которая при производстве изотопа ^{13}C дает возможность существенно снизить себестоимость. На основе разработок ГНЦ РФ ТРИНИТИ в 1997 г. в г. Калининграде создан завод с объемом выпуска около 15 кг в год изотопа ^{13}C , причем на этом же оборудовании получают в год до 150 кг в год изотопа ^{12}C с обогащением 99.99%.



Рис. 10. Технологическая линия получения изотопа ^{13}C

Производство высокообогащенного изотопа ^{13}C по комбинированной технологии, при которой обогащение производится в 2 приема:

- на первой (лазерной) стадии осуществляется селективная мультифотонная диссоциация молекул фреона при помощи лазерного излучения и получается продукт с 30-35% содержанием ^{13}C при производительности 3-х модулей до 1,5 г/час (при уменьшении производительности до 0,6 г/час можно получить 90% обогащение); на второй стадии более

высокое обогащение до 99,9% получается традиционным способом на центрифугах. Важно, что получаемый по этой технологии $^{13}\text{CO}_2$ содержит пониженную концентрацию тяжелых изотопов кислорода по сравнению с $^{13}\text{CO}_2$, получаемым другими методами (обычное содержание ^{18}O в $^{13}\text{CO}_2$ - 5-7%). Одновременно завод выпускает соединения, меченные стабильным изотопом ^{13}C : CO_2 , K_2CO_3 , Na_2CO_3 , NaHCO_3 , CaCO_3 , Хладон-114В2 (1,1,2,2-Тетрафтордибромэтан) $\text{C}_2\text{F}_4\text{Br}_2$, ^{13}C -мочевина: $\text{CO}(\text{NH}_2)_2$.



Предприятие «Обеспечение РФЯЦ-ВНИИЭФ» совместно с Российским Федеральным Ядерным Центром – Всероссийским Научно-исследовательским Институтом Экспериментальной Физики (г.Саров) выпускает в промышленных объемах целый ряд стабильных изотопов и постоянно расширяет номенклатуру продукции, получаемой в том числе и с помощью новых (нецентрифужных) методов наработки. Номенклатура изотопной продукции включает, углерод -13 и 12, кремний-28, 29 и 30, сера-32, 33, 34 и 36, цинк- 64, 66, 67, 68, 70, криптон- 78, 80, 82, 83, 84, 86, ксенон-124, 126, 128, 129, 130, 131, 132, 134 и 136, молибден-100, германий-76, селен-74, никель-58, 61 и 64, кислород-18.



Электрохимический завод, ПО ЭХЗ, г.Зеленогорск – выпускает изотоп ^{57}Fe 80% обогащением, а также широкую гамму изотопов титана, хрома никеля, теллура, олова, свинца и иридия. Объем выпускаемых за год продуктов достигает нескольких сотен килограммов. Изотопы ПО «ЭХЗ» применяются в атомной энергетике, медицине, электронике, в научных исследованиях микромира и макрокосмоса. Завод имеет ряд опытных каскадов для разработки технологии и производства небольших количеств изотопов уникально высоких концентраций.

7.2 Получение изотопов в ядерных реакторах

Как известно, оружейные изотопы, и, в первую очередь ^{239}Pu , нарабатываются в промышленных ядерных реакторах, специально сконструированных для этих целей. В последнее время началась активная реконструкция «военных» реакторов с целью расширения производства на них «мирных» изотопов (как стабильных, так и радиоактивных), в первую очередь – медицинского назначения.

Среди так называемой реакторной группы изотопов важное место имеет радиоактивный, гамма-излучающий изотоп кобальт-60. радиационной модификации свойств полимеров и изделий.

Облучательные установки, использующие в качестве источника гамма-излучения кобальт-60 находят широкое применение во многих отраслях экономики и предназначены в частности для: стерилизации продуктов питания (для сохранения урожая, мяса и яиц), стерилизации медицинских инструментов и материалов; стерилизации и дезинсекции пищевых продуктов; стимуляции роста и урожайности зерновых и овощных культур; обеззараживания и очистки промышленных и бытовых стоков, твердых отходов различных видов производств; облагораживания и упрочнения изделий из дерева; упрочнения различных видов стекла специального назначения и его окраски; радиационной обработке различных изделий из полимеров, для придания им новых потребительских свойств (повышенная механическая и термическая устойчивость, изменение электрохимических свойств, придание "памяти" и пр.)

Радионуклидные гамма-облучательные установки характеризуются низким собственным энергопотреблением; простотой и надежностью в эксплуатации, пригодностью для многоцелевого использования при переработке жидких, сыпучих и блочных изделий и материалов, наконец, с точки зрения инвестиций и оборачиваемости капитала, радионуклидные установки гарантируют окупаемость затрат в течение 2 - 4 лет. Гамма-стерилизаторы различной мощности используются в больницах, поликлиниках, аэропортах, в фермерских хозяйствах для противомикробной обработки различных изделий и материалов, предпосевной обработки семян, различной сельскохозяйственной продукции, стимуляции роста эмбрионов рыб, птиц и т.д. Биорадиационные и радиационно-химические технологии используются для переработки биополимеров в высокоценные товары: пекарские и кормовые дрожжи; спирты, корма и сорбенты.

ПО «Маяк» начал конверсионную программу по производству ^{60}Co , а также трития, изотопов молибдена и стабильного изотопа гелия-3.

Для расширения производства изотопов планируется ремонт реактора «Людмила», что позволит ещё лет 15 работать в этом направлении достаточно надёжно. Этот реактор имеет мощность 1000 МВт и наряду с производством гражданской продукции изготавливает «оружейные» изотопы: тритий и плутоний-238. Другим реактором двойного назначения является «Руслан», который был введен в эксплуатацию в 1948-1951 году. В конце 80-х его реконструировали из реактора на тяжелой воде в легководный реактор мощностью 1000 МВт. «Руслан» также используется для производства «оружейных» изотопов. Сейчас его переводят на выпуск «гражданских» изотопов. Это очень сложный процесс, так как нужно изменять активные зоны реакторов, проводить большие конструкторские и исследовательские работы.



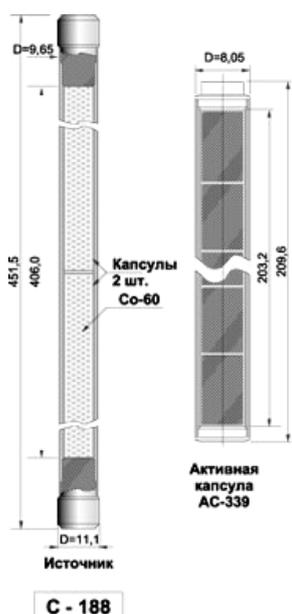
Не только военные реакторы можно приспособить для производства коммерческих изотопов. Изотопы можно производить и на некоторых типах реакторов, работающих на атомных электростанциях. В частности, для этой цели подходят каналные реакторы типа РБМК. Именно такие реакторы установлены на Ленинградской АЭС. Ключевым преимуществом реализации радиационных технологий в каналном реакторе РБМК-1000 является его конструктивная особенность, позволяющая осуществлять загрузку и выгрузку облучаемых образцов и изделий на работающем реакторе в любой момент времени в многочисленных каналах, обеспечивая поддержание на высоком уровне всех условий ядерной и радиационной безопасности. В этом отношении РБМК выгодно отличается от корпусных реакторов типа ВВЭР, где реализация радиационных технологий ограничена условиями эксплуатации реактора. Такое облучение обеспечивает производство медицинских изотопов, изотопов масштабного общепромышленного назначения, управление свойствами различных материалов, сплавов, химических соединений, полупроводников, природных кристаллических структур, готовых изделий интеллектуальной электроники и многих других изделий. В настоящее время ЛАЭС успешно сотрудничает с отечественными и зарубежными заказчиками в области поставок радиоизотопной продукции и оказания услуг по радиационной обработке материалов.



Среди изотопной продукции ЛАЭС первое место занимает ^{60}Co . Возможности канальных реакторов РБМК-1000 этой АЭС позволяют накапливать кобальт-60 с удельной активностью 50...100 Ки/г, в объемах до 10 миллионов Ки в год, как в виде сырья, так и в виде источников. Накопление кобальта-60 в реакторах ЛАЭС осуществляется в облучательных устройствах, совмещающих в себе функции безопасности (поглощение нейтронов) и накопления изотопа. Облученный кобальтовый материал (в форме кобальтовых таблеток (диаметром 6.8 мм и высотой 1.5 мм) с никелевым покрытием герметизируют в первичные активированные капсулы из нержавеющей стали 06X18H10T. Геометрические размеры капсул (наружный диаметр - 8.2 мм; длина - 210 мм) соответствуют размерам внутренних капсул источников, производимых в России и за рубежом.

На ЛАЭС также организован выпуск кремния, легированного нейтронно-трансмутационным методом. Природный кремний состоит из смеси стабильных изотопов - ^{28}Si (92,28%), ^{29}Si (4,67%) и ^{30}Si (3,05%). Благодаря полупроводниковым свойствам, кремний широко используется в передовых отраслях промышленности ведущих стран мира. Наиболее актуально использование полупроводниковых свойств кремния в различных электротехнических приборах и устройствах, которые играют важнейшую роль во всех областях электротехники, электроники и связи. В целом надежность и электрофизические параметры готовых приборов в первую очередь зависят от исходной чистоты, точности и равномерности дозировки легирующих примесей при сохранении однородности свойств монокристаллов кремния.

Область применения радиационно-легированного кремния необычайно широка: силовые полупроводниковые приборы, вставки постоянного тока для преобразования переменного тока в постоянный, силовые фотоэлектронные преобразователи для солнечных электростанций, мощные диоды и тиристоры для электрифицированного железнодорожного и автомобильного транспорта, высоковольтные и сильноточные полупроводниковые приборы для ядерной физики и электроники, в электронно-измерительном приборостроении; в фотоэлектронных преобразователях энергии, в системах оптической техники и т.п.



С - 188

На ЛАЭС осуществляется радиационное легирование кристаллов кремния диаметром до 305 мм, объем радиационно-легированного кремния — 300 т в год. Принципиальным моментом нейтронно-трансмутационного легирования является то, что легирующие примеси не вводятся в исходный материал извне, а образуются в процессе облучения непосредственно из атомов легируемого материала. В основе метода лежат ядерные реакции, которые протекают в кристалле кремния. Под воздействием потока тепловых нейтронов происходит образование радиоактивного изотопа ^{31}Si и его последующий распад с образованием стабильного фосфора ^{31}P . Образующийся ^{31}P создает проводимость n-типа. В РБМК-1000 спектр нейтронов существенно мягче, чем в легководных исследовательских и энергетических реакторах. Благодаря большому размеру реактора, поток тепловых нейтронов в активной зоне имеет требуемую равномерность для легирования вертикальной гирлянды слитков кремния. К тому же, плотность потока нейтронов при работе РБМК-1000 на заданной мощности остается практически постоянной за все время облучения. Все эти факторы приводят к снижению количества радиационных дефектов в облученном материале, что, в конечном итоге, обеспечивает высокое качество легирования кремния. На ЛАЭС для легирования кремния используются облучательные каналы реактора с водяным охлаждением.



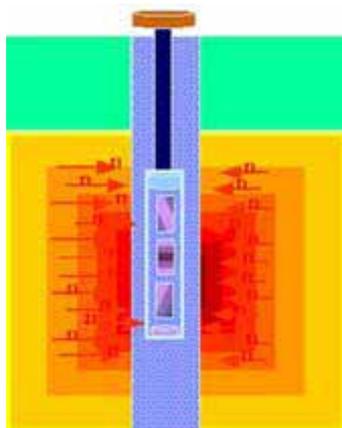
Облучательные комплексы реакторов ЛАЭС оснащены системами автоматизированного контроля потока нейтронов, позволяющих обеспечить требуемое качество и технологичность процесса легирования слитков кремния.

Отметим, что в этих же каналах может быть обеспечена радиационная модификация свойств других кристаллических материалов, в том числе полудрагоценных и драгоценных камней в объеме до нескольких тонн.

ЛАЭС производит и другие радионуклиды медицинского и общетехнического назначения. (Табл. 4).

Табл.4. Радионуклиды медицинского и общепромышленного назначения, производство которых осуществляется на Ленинградской АЭС

1. 14	Углерод-	9.	Селен-75	17.	Иод-125
2.	Сера-35	10. 86	Рубидий-	18. 145	Самарий-
3. 45	Кальций-	11. 99	Молибден-	19. 147	Неодим-
4. 46	Скандий-	12.	Олово-113	20. 153	Гадолиний-
5.	Хром-51	13. 114m	Индий-	21.	Тантал-182
6. 59	Железо-	14. 115m	Кадмий-	22. 185	Вольфрам-
7. 60	Кобальт-	15. 124	Сурьма-	23. 192	Иридий-
8.	Цинк-65	16. 125m	Теллур-	24.	Ртуть-203



Облученные в нейтронном потоке реактора мишени направляются на специализированные предприятия для радиохимической переработки. Целевые радионуклиды выделяются в элементарном состоянии или в виде растворов неорганических соединений, которые в дальнейшем используются для приготовления радиофармпрепаратов, меченных органических соединений или источников ионизирующих излучений.

Радионуклиды применяются в адресной диагностике и лечении различных заболеваний человека, изучении технологических, физико-химических, биологических процессов и позволяют изучать перемещение вещества в пространстве и во времени на любой стадии исследуемого процесса.

Одним из широко применяемых в различных областях науки и техники является радионуклид углерод-14. Объем производства углерода-14 (в виде $\text{Ba}^{14}\text{CO}_3$) - до 300Ки/год с удельной активностью по изотопу близкой к теоретически возможной. В качестве стартового материала для получения углерода-14 в нейтронном потоке реакторов планируется использование нитрата кальция $\text{Ca}(\text{NO}_3)_2$ или нитрида алюминия AlN .

Другими радионуклидами являются ^{99}Mo ($^{99\text{m}}\text{Tc}$), ^{125}I , ^{35}S , ^{45}Ca , ^{51}Cr , ^{86}Rb , ^{124}Sb , ^{145}Sm , ^{153}Gd , ^{203}Hg . Нарботка радионуклидов осуществляется в герметичных блок-контейнерах, содержащих ампулы со стартовыми веществами. Для производства радионуклидов используются каналы камеры деления, центральные гильзы датчиков для контроля энерговыделения по высоте активной зоны реактора и специальные облучательные каналы. В каналы загружаются вертикальные гирлянды, состоящие из блок-контейнеров.

Дочерний изотоп технеций-99m, образующийся при распаде молибдена-99, извлекается на радиохимической установке по экстракционной технологии (централизованном генераторе) и в виде препарата "Раствор натрия пертехнетата" и доставляется в клиники для проведения радиодиагностических исследований. На основе этого препарата непосредственно перед проведением радиодиагностических исследований, готовят радиофармпрепараты, такие как "Пирфотекс, Tc-99m"; "Бромезида, Tc-99m"; "Цитратех, Tc-99m". Ежемесячный объем поставки препарата Tc-99m в лечебные учреждения г. С.-Петербурга позволяет проводить около 3000 диагностических процедур.

Производство ^{125}I на ЛАЭС находится на уровне 200 Ки в год. На основе радиоизотопа ^{125}I синтезируются стероидные гормоны, меченные радионуклидом ^{125}I , а также изготавливаются йодные источники, предназначенные для проведения радиодиагностических анализов и научно-исследовательских работ в области биоорганической химии, генной инженерии и медицины. Использование стероидных гормонов, меченных радионуклидом ^{125}I в медицине, позволяет осуществлять



раннюю диагностику онкологических заболеваний, выявлять нарушения функции половых желез и надпочечников, системы гипоталамус-гипофиз-кора надпочечников и т. д.

Третьим типом реакторов, используемым для наработки радионуклидов, являются жидкосолевые ядерные реакторы. На них производятся «медицинские» радиоактивные изотопы ^{99}Mo и ^{89}S .

7.3 Получение изотопов на ускорителях

Далеко не все изотопы можно получать в атомных реакторах по ядерным реакциям с участием нейтронов. Многие радионуклиды синтезируют на ускорителях протонов и тяжелых ионов, например, на циклотронах. На циклотронах реализован комплекс по производству радиоактивных изотопов йода-123, фтора-18, углерода-11, азота-13, кислорода-15, рубидия-81, галлия-67, индия-111, таллия-201 и радиофармпрепаратов (РФП) на их основе. Производство короткоживущих изотопов осуществляется на базе циклотрона DC72, обеспечивающего высокие интенсивности пучков легких ионов высоких энергий и ускорение тяжелых ионов низких энергий, в то время как наработка ПЭТ изотопов (ПЭТ-позитронная эмиссионная томография) ведется на специализированном ПЭТ-циклотроне.

В настоящее время циклотроны внедряются в медицину не только как производители радионуклидов и радиофармпрепаратов, но и как источники протонов и высокоэнергетических нейтронов. Протонные пучки, например, применяются для облучения внутриглазных мишеней. Тем самым возникает возможность осуществления одного из перспективных методов лечения онкологических больных - лучевой терапии злокачественных опухолей пучками протонов. Лечение меланомы глаза протонными пучками может считаться одним из наиболее успешных методов лечения рака.

Сверхбыстрые нейтроны (энергия до 70 МэВ) нашли применение в лучевой терапии онкологических больных. Нейтронный источник от циклотрона обеспечивает как квазимоноэнергетические нейтроны из тонких литиевых и бериллиевых мишеней, так и нейтроны непрерывного спектра. Плотные потоки быстрых нейтронов не имеют преимуществ в отношении геометрического распределения поглощенной дозы по сравнению с обычно применяемыми видами радиации (гамма-лучи и электроны), однако, обладают благоприятными изменениями ряда факторов биологического действия, связанными с высокими значениями линейных передач энергии. Это, например, повышенное значение относительной биологической эффективности, сниженное значение кислородного отношения, меньшая зависимость от фазы клеточного цикла и режима фракционирования.

Более подробно применение циклотронов для производства изотопов медицинского назначения описано в курсе лекций ЯДЕРНАЯ МЕДИЦИНА.

Профессор
И.Н.Бекман

ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

Лекция 13. ИОНИЗИРУЮЩИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ

Ионизирующее излучение сопровождало Большой взрыв, с которого началось существование нашей Вселенной 20 миллиардов лет назад. С того времени радиация постоянно наполняет космическое пространство. Радиоактивные материалы вошли в состав Земли с самого ее рождения, задолго до появления на Земле жизни и задолго до открытия явления радиоактивности. Радионуклиды и сопутствующие им излучения постоянно присутствуют в окружающей человека среде. Сам человек тоже радиоактивен, так как во всякой живой ткани присутствуют в следовых количествах радиоактивные вещества.

К сожалению (или к счастью?) природа не наделила человека органами чувств, реагирующих на радиацию. Поэтому её наличие может быть обнаружено только косвенным путем с привлечением сложной аппаратуры, профессиональных знаний и детальных исследований.

В данной лекции мы рассмотрим основные типы ионизирующих излучений, как природных, так и техногенных. Коротко остановимся на общих характеристиках излучения и источниках ионизирующих излучений.

1. ИОНИЗИРУЮЩЕЕ ИЗЛУЧЕНИЕ И ЕГО ПОЛЕ

Радиация - обобщенное понятие. Оно включает различные виды излучений, часть которых встречается природе, другие получаются искусственным путем.

Начнем с некоторых определений.

Излучение электромагнитное - процесс образования свободного электромагнитного поля; излучением называют также само свободное электромагнитное поле. Излучают ускоренно движущиеся заряженные частицы (например, тормозное излучение, синхротронное излучение, излучение переменных диполя, квадруполь и мультиполей высшего порядков). Атом и другие атомные системы излучают при квантовых переходах из возбужденных состояний в состояния с меньшей энергией.

Ионизирующее излучение - излучение, взаимодействие которого со средой приводит к образованию ионов разных знаков. (Видимый свет и ультрафиолетовое излучение не относят к ионизирующим излучениям).

Непосредственно ионизирующее излучение - ионизирующее излучение, состоящее из заряженных частиц, имеющих кинетическую энергию, достаточную для ионизации при столкновении. (Непосредственно ионизирующее излучение может состоять из электронов, протонов, α - частиц и др.).

Косвенно ионизирующее излучение - ионизирующее излучение, состоящее из незаряженных частиц, которые могут создавать непосредственно ионизирующее излучение и (или) вызывать ядерные превращения. (Косвенно ионизирующее излучение может состоять из нейтронов, фотонов и др.).

Фотонное излучение - электромагнитное косвенно ионизирующее излучение.

γ -Излучение - фотонное излучение, возникающее при ядерных превращениях или аннигиляции частиц.

Характеристическое излучение - фотонное излучение с дискретным энергетическим спектром, возникающее при изменении энергетического состояния электронов атома.

Тормозное излучение - фотонное излучение с непрерывным энергетическим спектром, испускаемое при уменьшении кинетической энергии заряженных частиц.

Рентгеновское излучение - фотонное излучение, состоящее из тормозного и (или) характеристического излучения, генерируемое рентгеновскими аппаратами.

Корпускулярное излучение - ионизирующее излучение, состоящее из частиц с массой, отличной от нуля (α - β - частиц, нейтронов и др.).

α -Излучение - корпускулярное излучение, состоящее из α - частиц (ядер ${}^4\text{He}$), испускаемых при радиоактивном распаде ядер или при ядерных реакциях, превращениях.

β -Излучение - корпускулярное излучение с непрерывным энергетическим спектром, состоящее из отрицательно или положительно заряженных электронов или позитронов (β^- или β^+ - частиц) и возникающее при радиоактивном β - распаде ядер или нестабильных частиц. Характеризуется граничной энергией спектра E_{β} .

Аннигиляционное излучение - фотонное излучение, возникающее в результате аннигиляции частицы и античастицы (например, при взаимодействии β^- электрона и β^+ позитрона).

Моноэнергетическое ионизирующее излучение - ионизирующее излучение, состоящее из фотонов одинаковой энергии или частиц одного вида с одинаковой кинетической энергией.

Смешанное ионизирующее излучение - ионизирующее излучение, состоящее из частиц различного вида или из частиц и фотонов.

Направленное ионизирующее излучение ионизирующее излучение с выделенным направлением распространения.

Естественный фон излучения - ионизирующее излучение, создаваемое космическим излучением и излучением естественно распределенных природных радиоактивных веществ (на поверхности Земли, в приземной атмосфере, в продуктах питания, воде, в организме человека и др.).

Фон - ионизирующее излучение, состоящее из естественного фона и ионизирующих излучений посторонних источников.

Космическое излучение - ионизирующее излучение, которое состоит из первичного излучения, поступающего из космического пространства, и вторичного излучения, возникающего в результате взаимодействия первичного излучения с атмосферой.

Узкий пучок излучения - такая геометрия излучения, при которой детектор регистрирует только нерассеянное излучение источника.

Широкий пучок излучения - такая геометрия излучения, при которой детектор регистрирует нерассеянное и рассеянное излучения источника.

Поле ионизирующего излучения - пространственно-временное распределение ионизирующего излучения в рассматриваемой среде.

Поток ионизирующих частиц (фотонов) - отношение числа ионизирующих частиц (фотонов) dN , проходящих через данную поверхность за интервал времени dt , к этому интервалу: $F = dN/dt$.

Поток энергии частиц - отношение энергии падающих частиц к интервалу времени $\Psi = dE/dt$.

Плотность потока ионизирующих частиц (фотонов) - отношение потока ионизирующих частиц (фотонов) dF проникающих в объем элементарной сферы, к площади центрального поперечного сечения dS этой сферы: $\varphi = dF/dS = d^2N/dtdS$. (Плотность потока энергии частиц определяется аналогично).

Флюенс (перенос) ионизирующих частиц (фотонов) - отношение числа ионизирующих частиц (фотонов) dN , проникающих в объем элементарной сферы, к площади центрального поперечного сечения dS этой сферы: $\Phi = dN/dS$.

Энергетический спектр ионизирующих частиц - распределение ионизирующих частиц по их энергии.

Эффективная энергия фотонного излучения - энергия фотонов такого моноэнергетического фотонного излучения, относительное ослабление которого в поглотителе определенного состава и определенной толщины то же самое, что и рассматриваемого немонаэнергетического фотонного излучения.

Граничная энергия спектра β -излучения - наибольшая энергия β -частиц в непрерывном энергетическом спектре β -излучения данного радионуклида.

Альbedo излучения - отношение числа частиц (фотонов), отражающихся от границы раздела двух сред, к числу частиц (фотонов), падающих на поверхность раздела.

Запаздывающее излучение: частицы, излучаемые продуктами распада, в отличие от частиц (нейтронов и гамма - лучей), возникающих непосредственно в момент деления.

Ионизация в газах: отрыв от атома или молекулы газа одного или нескольких электронов. В результате ионизации в газе возникают свободные носители заряда (электроны и ионы) и он приобретает способность проводить электрический ток.

Термин «**излучение**» охватывает диапазон электромагнитных волн, включая видимый спектр, инфракрасную и ультрафиолетовую области, а также радиоволны, электрический ток и ионизирующее излучение. Вся несхожесть этих явлений обусловлена лишь частотой (длиной волны) излучения. Ионизирующее излучение может представлять опасность для здоровья человека. **Ионизирующее излучение (радиация)** - вид излучения, который изменяет физическое состояние атомов или атомных ядер, превращая их в электрически заряженные ионы или продукты ядерных реакций. При определенных обстоятельствах присутствие таких ионов или продуктов ядерных реакций в тканях организма может изменять течение процессов в клетках и молекулах, а при накоплении этих событий может нарушить ход биологических реакций в организме, т.е. представлять опасность для здоровья человек.

2. ВИДЫ ИЗЛУЧЕНИЙ

Различают корпускулярное излучение, состоящее из частиц с массой отличной от нуля, и электромагнитное (фотонное) излучение.

2.1. Корпускулярное излучение

К корпускулярному ионизирующему излучению относят альфа-излучение, электронное, протонное, нейтронное и мезонное излучения. Корпускулярное излучение, состоящее из потока заряженных частиц (α -, β -частиц, протонов, электронов), кинетическая энергия которых достаточна для ионизации атомов при

столкновении, относится к классу непосредственно ионизирующего излучения. Нейтроны и другие элементарные частицы непосредственно не производят ионизацию, но в процессе взаимодействия со средой высвобождают заряженные частицы (электроны, протоны), способные ионизировать атомы и молекулы среды, через которую проходят. Соответственно, корпускулярное излучение, состоящее из потока незаряженных частиц, называют косвенно ионизирующим излучением.

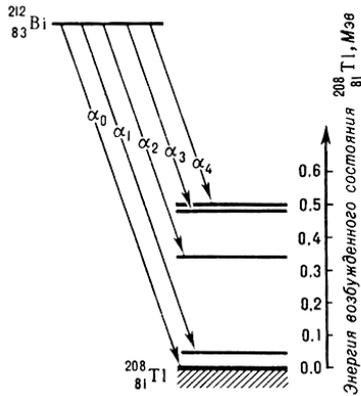


Рис.1. Схема распада ^{212}Bi .

2.1.1 Альфа-излучение

Альфа частицы (α - частицы) - ядра атома гелия, испускаемые при α - распаде некоторыми радиоактивными атомами. α - частица состоит из двух протонов и двух нейтронов.

Альфа излучение - поток ядер атомов гелия (положительно заряженных и относительно тяжелых частиц).

Естественное альфа-излучение как результат радиоактивного распада ядра, характерно для неустойчивых ядер тяжелых элементов, начиная с атомного номера более 83, т.е. для естественных радионуклидов рядов урана, и тория, а также, для полученных искусственным путем трансурановых элементов.

Типичная схема α -распада природного радионуклида представлена на Рис.1, а энергетический спектр α -частиц, образующихся при распаде радионуклида – на Рис.2.

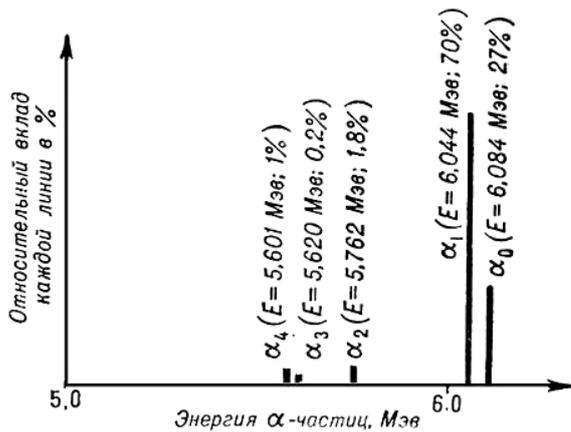


Рис.2 Энергетический спектр α -частиц

Возможность α - распада связана с тем, что масса (m), значит, и суммарная энергия ионов) α - радиоактивного ядра больше суммы масс α - частицы и образующегося после α -распада дочернего ядра. Избыток энергии исходного (материнского) ядра освобождается в форме кинетической энергии α - частицы и отдачи дочернего ядра. α - частицы представляют собой положительно заряженные ядра гелия - ^4_2He и вылетают из ядра со скоростью 15-20 тыс. км/сек. На своём пути они производят сильную ионизацию среды,

вырывая электроны из орбит атомов.

Пробег α - частиц в воздухе порядка 5-8 см, в воде - 30-50 микрон, в металлах - 10-20 микрон. При ионизации α - лучами наблюдаются химические изменения вещества, и нарушается кристаллическая структура твердых тел. Так как между α - частицей и ядром существует электростатическое отталкивание, вероятность ядерных реакций под действием α - частиц природных радионуклидов (максимальная энергия 8,78 МэВ у ^{214}Po) очень мала, и наблюдается лишь на легких ядрах (Li, Be, B, C, N, Na, Al) с образованием радиоактивных изотопов и свободных нейтронов.

2.1.2 Протонное излучение

Протонное излучение – излучение, образующееся в процессе самопроизвольного распада нейтронно-дефицитных атомных ядер или как выходной пучок ионного ускорителя (например, синхрофазотрона).

2.1.3 Нейтронное излучение

Нейтронное излучение - поток нейтронов, которые преобразуют свою энергию в упругих и неупругих взаимодействиях с ядрами атомов. При неупругих взаимодействиях возникает вторичное излучение, которое может состоять как из заряженных частиц, так и из гамма-квантов (гамма-излучения). При упругих взаимодействиях возможна обычная ионизация вещества.

Источниками нейтронного излучения являются: спонтанно делящиеся радионуклиды; специально изготовленные радионуклидные источники нейтронов; ускорители электронов, протонов, ионов; ядерные реакторы; космическое излучение.

С точки зрения биологического Нейтроны образуются в ядерных реакциях (в ядерных реакторах и в других промышленных и лабораторных установках, а также при ядерных взрывах).

Нейтроны не обладают электрическим зарядом. Условно нейтроны в зависимости от кинетической энергии разделяются на быстрые (до 10 МэВ), сверхбыстрые, промежуточные, медленные и тепловые. Нейтронное излучение обладает большой проникающей способностью. Медленные и тепловые нейтроны вступают в ядерные реакции, в результате могут образовываться стабильные или радиоактивные изотопы.

Свободный нейтрон - это нестабильная, электрически нейтральная частица со следующими свойствами:

Спин	$1/2$
Заряд (e - заряд электрона)	$q_n = (-0,4 \pm 1,1) \cdot 10^{-21} e$
Масса в атомных единицах	$m_n = 939,56533 \pm 0,00004 \text{ МэВ},$ $= 1,00866491578 \pm 0,00000000055 \text{ а.е.м.}$
Разность масс нейтрона и протона в атомных единицах	$m_n - m_p = 1,2933318 \pm 0,0000005 \text{ МэВ},$ $= 0,0013884489 \pm 0,0000000006 \text{ а.е.м.}$
Время жизни	$t_n = 885,4 \pm 0,9_{\text{stat}} \pm 0,4_{\text{syst}} \text{ с}$
Магнитный момент	$m_n = -1,9130427 \pm 0,0000005 m_N$
Электрический дипольный момент	$d_n < 0,63 \cdot 10^{-25} e \cdot \text{см} \text{ (CL=90\%)}$
Электрическая поляризуемость	$a_n = (\text{рис. 1}) \cdot 10^{-3} \Phi_M^3$

Эти свойства нейтрона позволяют использовать его, с одной стороны, как объект, который изучается и, с другой стороны, как инструмент, при помощи которого ведутся исследования. В первом случае исследуются уникальные свойства нейтрона, что является актуальным и дает возможность наиболее надежно и точно определить фундаментальные параметры электрослабого взаимодействия и, тем самым либо подтвердить, либо опровергнуть Стандартную модель. Наличие магнитного момента у нейтрона уже свидетельствует о его сложной структуре, т.е. его "неэлементарности". Во втором случае взаимодействие неполяризованных и поляризованных нейтронов разных энергий с ядрами позволяет их использовать в физике ядра и элементарных частиц. Изучение эффектов нарушения пространственной четности и инвариантности относительно обращения времени в различных процессах - от нейтронной оптики до деления ядер нейтронами - это далеко не полный перечень наиболее актуальных сейчас направлений исследований.

Тот факт, что реакторные нейтроны тепловых энергий имеют длины волн, сравнимые с межатомными расстояниями в веществе, делает их незаменимым инструментом для исследования конденсированных сред. Взаимодействие нейтронов с атомами является сравнительно слабым, что позволяет нейтронам достаточно глубоко проникать в вещество - в этом их существенное преимущество по сравнению с рентгеновскими и γ -лучами, а также пучками заряженных частиц. Из-за наличия массы нейтроны при том же импульсе (следовательно, при той же длине волны) обладают значительно меньшей энергией, чем рентгеновские и γ -лучи, и эта энергия оказывается сравнимой с энергией тепловых колебаний атомов и молекул в веществе, что дает возможность изучать не только усредненную статическую атомную структуру вещества, но и динамические процессы, в нем происходящие. Наличие магнитного момента у нейтронов позволяет использовать их для изучения магнитной структуры и магнитных возбуждений вещества, что очень важно для понимания свойств и природы магнетизма материалов.

Рассеяние нейтронов атомами обусловлено, в основном, ядерными силами, следовательно сечения их когерентного рассеяния никак не связаны с атомным номером (в отличие от рентгеновских и γ -лучей). Поэтому облучение материалов нейтронами позволяет различать положения атомов легких (водород, кислород и др.) элементов, идентификация которых почти невозможна с использованием рентгеновских и γ -лучей. По этой причине нейтроны успешно применяются при изучении биологических объектов, в материаловедении, в медицине и др. областях. Кроме того, различие в сечениях рассеяния нейтронов у разных изотопов позволяет не только отличать в материале элементы с близкими атомными номерами, но и исследовать их изотопный состав. Наличие изотопов с отрицательной амплитудой когерентного рассеяния дает уникальную возможность контрастирования исследуемых сред, что также очень часто используют в биологии и медицине.

Когерентное рассеяние - рассеяние излучения с сохранением частоты и с фазой, отличающейся на π от фазы первичного излучения. Рассеянная волна может интерферировать с падающей волной или другими когерентно рассеянными волнами.

Некогерентное рассеяние возникает в результате эффекта Комптона, при котором энергия части рассеиваемых фотонов оказывается меньше энергии квантов первичного пучка. Соответственно, длина рассеиваемой волны в этом случае отличается от длины волны падающего излучения, а их фазы никак не связаны. Рассеянное излучение не интерферирует с когерентно рассеянным и первичным излучениями.

Проникающая способность нейтронов большая. Поскольку нейтроны не имеют электрического заряда, они свободно взаимодействуют с ядрами атомов, вызывая ядерные реакции. Проникающая способность нейтронов зависит от их энергии и состава атомов вещества, с которыми они взаимодействуют. Слой половинного ослабления легких материалов для нейтронного излучения в несколько раз меньше, чем для тяжелых. И наоборот, тяжелые материалы, например металлы, хуже ослабляют нейтронное излучение, чем гамма-излучение. Лучшими для защиты от нейтронного излучения являются водородосодержащие материалы, то есть имеющие в своей химической формуле атомы водорода. Обычно применяют воду, парафин, полиэтилен. Кроме того, нейтронное излучение хорошо поглощается бором, бериллием, кадмием, графитом, а также водой и парафином. Поскольку нейтронные излучения сопровождаются γ -излучениями, необходимо применять многослойные экраны из различных материалов: свинец-полиэтилен, сталь - вода и т.д. В ряде случаев для одновременного поглощения нейтронного и гамма-излучений применяют водные растворы гидроксидов тяжелых металлов, например, гидроксид железа $Fe(OH)_3$. Облучаемые нейтронами вещества могут приобретать радиоактивные свойства, то есть получать так называемую наведенную радиоактивность.

2.1.4 Электронное излучение

Электронное излучение - пучок электронов на выходе электронного ускорителя или электронной пушки. Характеризуется средней энергией излучения и дисперсией (разбросом), а также шириной пучка. Специальными мерами можно получить моноэнергетический узкий пучок высокоэнергетических электронов.

2.1.5 Бета-излучение

Бета частицы (β - частицы): электроны и позитроны, испускаемые ядрами атомов при β - распаде

Бета-излучение - это электроны или позитроны, которые образуются при β -распаде различных элементов от самых легких (нейтрон) до самых тяжелых.

Бета-излучение - самый распространенный тип радиоактивного распада ядер, особенно для искусственных радионуклидов. β - частицы (как электроны, так и позитроны), взаимодействуют с электронами атомных оболочек и, передавая им часть своей энергии, могут вырывать их с орбит; при этом образуется положительный ион и свободный электрон. При β -распаде электроны движутся со скоростью близкой к скорости света. Так как скорость β - частиц значительно выше скорости α - частиц, они реже взаимодействуют с атомами среды и плотность ионизации на единицу пробега у них в сотни раз ниже, чем у α - частиц, а пробег в воздухе достигает 10 м (у естественных β - излучателей). В мягкой ткани пробег может достигать 10 - 12 мм. Поглощаются они слоем алюминия толщиной 1 мм.

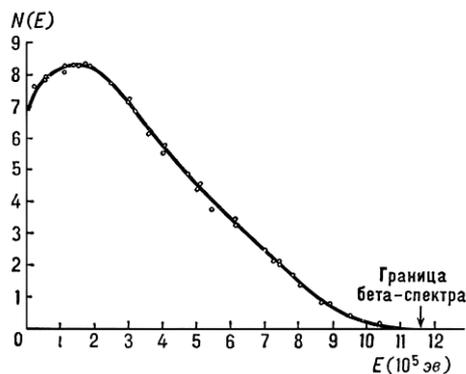


Рис. 3. Типичный спектр β -частиц.

В отличие от электронного излучения, β - излучение сопровождается потоком нейтрино (точнее - антинейтрино для электронов и нейтрино для позитронов). Позитронное излучение сопровождается аннигиляционным γ -излучением (с энергией 0,51 и/или 1,02 МэВ).

2.2 Космическое излучение.

Космические лучи - поток стабильных частиц высоких энергий (от 1 до 10^{12} ГэВ), приходящих на Землю из мирового пространства (первичное излучение), а также рожденное этими частицами при взаимодействиях с атомными ядрами атмосферы вторичное излучение, в состав которого входят все известные элементарные частицы. Первичные космические лучи состоят главным образом из протонов (90%), α -частиц (7%), других атомных ядер, вплоть до самых тяжелых, и небольшого количества электронов, позитронов и фотонов большей энергии. Первичное космическое излучение изотропно в пространстве и неизменно во времени. Подавляющая часть первичных космических лучей приходит на Землю из Галактики и лишь небольшая их часть связана с активностью Солнца.

Космическое излучение - электромагнитное или корпускулярное излучение, имеющее внеземной источник; подразделяют на первичное (которое, в свою очередь, делится на галактическое и солнечное) и вторичное. В узком смысле иногда отождествляют космическое излучение и космические лучи.

Космическое излучение - более широкое понятие, чем космические лучи, и включает в себя последнее, а также реликтовое излучение, космическое радиоизлучение и др.

Ослабление ионизирующей способности космического излучения с приближением к поверхности Земли показано на **Рис. 4**. Поток космических лучей у поверхности земли равен примерно 1 частица/см² в одну секунду.

На одном из компонентов космических лучей – нейтрино – построена нейтринная астрономия, связанная с исследованием потоков нейтрино от внеземных источников (Солнца, звезд). Рентгеновское излучение космическое - электромагнитное излучение космических тел в диапазоне энергий фотонов от 100 эВ до 10⁵ эВ, регистрируемое рентгеновскими телескопами. Существуют дискретные источники и диффузный фон космического рентгеновского излучения. К галактическим источникам относятся преимущественно нейтронные звезды и, возможно, черные дыры, шаровые звездные скопления, к внегалактическим источникам - квазары, отдельные галактики и их скопления.

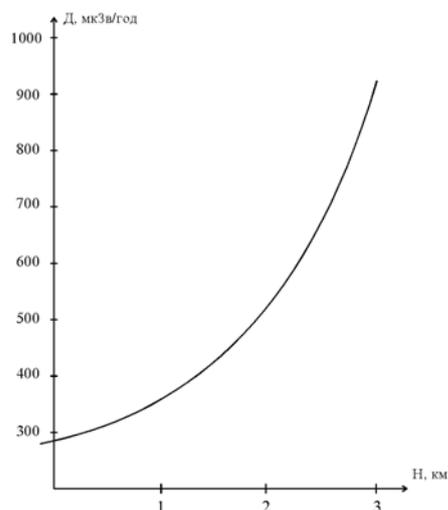


Рис. 4. Изменение годовой дозы космического облучения в зависимости от абсолютной высоты

Вариации ионизирующей составляющей космического излучения вызываются и магнитным полем Земли, отклоняющим первичные нарушенные космические ядра. Мощность эффективной дозы, вызванной ионизирующей компонентой космического излучения на открытом воздухе на уровне моря, составляет на экваторе величину порядка 260-270 мкЗв/год, в северных широтах - 270-290 мкЗв/год. По абсолютному значению эффективные дозы, обусловленные нейтронной составляющей космического излучения, в несколько раз ниже ионизирующей составляющей, но более значительно зависят от широты местности и равны в экваториальных широтах 31 мкЗв/год, в полярных - 95 мкЗв/год.

С высотой, в пределах колебаний рельефа Земли, на каждые сто метров над уровнем моря, годовая эффективная доза увеличивается на 10 мкЗв за счет уменьшения слоя атмосферы. Начиная с высоты 1,5-2,0 км, этот прирост увеличивается (**Рис. 4**).

2.3 Электромагнитное излучение

Излучение электромагнитное - процесс образования свободного электромагнитного поля.

Классическая физика рассматривает излучение как испускание электромагнитных волн ускоренно движущимися электрическими зарядами (в частности, переменными токами). Классическая теория объяснила очень многие характерные черты процессов излучения, однако она не смогла дать удовлетворительного описания ряда явлений, особенно теплового излучения тел и излучения микросистем (атомов и молекул). Такое описание оказалось возможным лишь в рамках квантовой теории излучения, показавшей, что излучение представляет собой рождение фотонов при изменении состояния квантовых систем (например, атомов). Квантовая теория, более глубоко проникнув в природу излучения, одновременно указала и границы применимости классической теории: последняя часто является очень хорошим приближением при описании излучения, оставаясь, например, теоретической базой радиотехники.

Простейшим источником поля является точечный заряд. У покоящегося заряда излучение отсутствует. Равномерно движущийся заряд (в пустоте) также не может быть источником излучения. Заряд же, движущийся ускоренно, излучает. В зависимости от физической природы ускорения излучение иногда приобретает особые наименования. Так, излучение, возникающее при торможении заряженных частиц в веществе в результате воздействия на них кулоновских полей ядер и электронов атомов, называется тормозным излучением. Излучение заряженной частицы, движущейся в магнитном поле, искривляющем её траекторию, называется синхротронным излучением (или магнитотормозным излучением). Оно наблюдается, например, в циклических ускорителях заряженных частиц.

Одним из важнейших примеров излучения релятивистских частиц является синхротронное излучение заряженных частиц в циклических (кольцевых) ускорителях. Резкое отличие от нерелятивистского излучения проявляется здесь уже в спектральном составе излучения: если частота обращения заряженной частицы в ускорителе равна ω (нерелятивистский излучатель испускал бы волны такой же частоты), то интенсивность её излучения имеет максимум при частоте

$$\omega_{\text{макс}} \sim \gamma^3 \omega, \quad (1)$$

$$\text{где } \gamma = [1 - (v/c)^2]^{-1/2},$$

т. е. основная доля излучения при $v \rightarrow c$ приходится на частоты, более высокие, чем ω . Такое излучение направлено почти по касательной к орбите частицы, в основном вперёд по направлению её движения. Ультрарелятивистская частица может излучать электромагнитные волны, даже если она движется прямолинейно и равномерно (но только в веществе, а не в пустоте!). Это излучение названное излучением Черенкова-Вавилова, возникает, если скорость заряженной частицы в среде превосходит фазовую скорость света в этой среде ($u_{\text{фаз}} = c/n$, где n - показатель преломления среды). Излучение появляется из-за того, что частица «перегоняет» порождаемое ею поле, отрывается от него.

Атом также может быть источником излучения. Система из ядра и движущегося в его кулоновском поле электрона должна находиться в одном из дискретных состояний (на определённом уровне энергии). При этом все состояния, кроме основного (т. е. имеющего наименьшую энергию), неустойчивы. Атом, находящийся в неустойчивом (возбуждённом) состоянии, даже если он изолирован, переходит в состояние с меньшей энергией. Этот квантовый переход сопровождается испусканием фотона; такое излучение называется спонтанным (самопроизвольным). Энергия, уносимая фотоном $\varepsilon_\gamma = \hbar\omega$, равна разности энергии начального i и конечного j состояний атома ($\varepsilon_i > \varepsilon_j$, $\varepsilon_\gamma = \varepsilon_i - \varepsilon_j$); отсюда вытекает формула Н.Бора для частот излучения:

$$\omega_{ij} = \frac{\varepsilon_i - \varepsilon_j}{\hbar} \quad (2)$$

Такие характеристики спонтанного излучения, как направление распространения (для совокупности атомов - угловое распределение их спонтанного излучения) и поляризация, не зависят от излучения других объектов (внешнего электромагнитного поля). Формула Бора (2) определяет дискретный набор длин волн излучения атома. Она объясняет, почему спектры излучений атомов имеют «линейчатый» характер - каждая линия спектра соответствует одному из квантовых переходов атомов данного вещества. Квантовая теория излучения позволяет объяснить как различие в интенсивностях разных линий, так и распределение интенсивности в пределах каждой линии; в частности, ширину спектральных линий.

Источниками электромагнитного излучения могут быть не только атомы, но и более сложные квантовые системы. Общие методы описания излучения таких систем те же, что и при рассмотрении атомов, но конкретные особенности излучения весьма разнообразны. Излучения молекул, например, имеет более сложные спектры, чем излучения атомов. Для излучения атомных ядер типично, что энергия отдельных квантов обычно велика (γ -кванты), интенсивность же излучения сравнительно низка.

Электромагнитное излучение часто возникает и при взаимных превращениях элементарных частиц (аннигиляции электронов и позитронов, распаде мезона и т.д.).

Если частота внешнего излучения, падающего на уже возбуждённый атом, совпадает с одной из частот возможных для этого атома согласно (2) квантовых переходов, то атом испускает квант излучения, в точности такой же, как и налетевший на него (резонансный) фотон. Это излучение называется вынужденным. По своим свойствам оно резко отличается от спонтанного - не только частота, но и направление распространения, и поляризация испущенного фотона оказываются теми же, что у резонансного. Вероятность вынужденного излучения (в отличие от спонтанного!) пропорциональна интенсивности внешнего излучения, т. е. количеству резонансных фотонов. В обычных условиях интенсивность вынужденного излучения мала по сравнению с интенсивностью спонтанного. Однако она сильно возрастает в веществе, в котором в метастабильном состоянии находится больше атомов, чем в одном из состояний с меньшей энергией (в которое возможен квантовый переход). При попадании в такое вещество резонансного фотона испускаются фотоны, в свою очередь играющие роль резонансных. Число излучаемых фотонов лавинообразно возрастает; результирующее излучение состоит из фотонов, совершенно идентичных по своим свойствам, и образует когерентный поток. На этом явлении основано действие квантовых генераторов.

Электромагнитное излучение имеет широкий спектр энергий и различные источники: гамма-излучение атомных ядер и тормозное излучение ускоренных электронов, радиоволны и др. (Табл.1).

Табл. 1. Характеристики электромагнитных излучений.

Энергия, эВ	Длина волны, м	Частота, Гц	Источник излучения
10^9	10^{-16}	10^{24}	Тормозное излучение
10^5	10^{-12}	10^{20}	Гамма излучение ядер
10^3	10^{-10}	10^{18}	Рентгеновское излучение
10^1	10^{-8}	10^{16}	Ультрафиолетовое излучение

10^{-1}	10^{-6}	10^{14}	Видимый свет
10^{-3}	10^{-4}	10^{12}	Инфракрасное излучение
10^{-5}	10^{-2}	10^{10}	Микроволновое излучение
10^{-7}	100	10^8	СВЧ
10^{-9}	102	10^6	Радиоволны ВЧ
10^{-11}	104	10^4	Радиоволны НЧ

Фотон - элементарная частица энергии, обладающая как свойствами частицы, так и волны: фотон не имеет заряда и массы, но обладает импульсом. Энергия света, рентгеновских лучей, гамма - лучей и т.д. переносится фотонами.

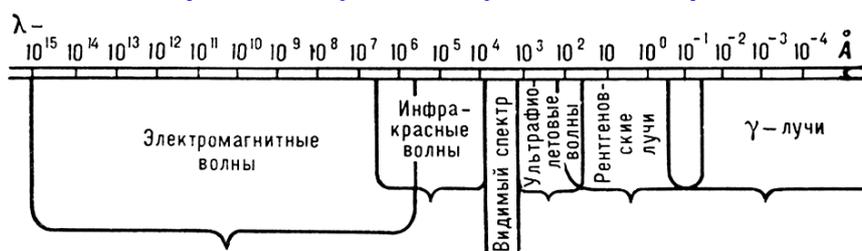


Рис. 5. Длины волн, характерные для различных видов электромагнитного излучения.

Фотонное излучение - фотонное излучение, возникающее при изменении энергетического состояния атомных ядер или при аннигиляции частиц.

К фотонному ионизирующему излучению относятся γ -излучение, возникающее при изменении энергетического состояния атомных ядер или аннигиляции частиц, тормозное излучение, возникающее при уменьшении кинетической энергии заряженных частиц, характеристическое излучение с дискретным энергетическим спектром, возникающее при изменении энергетического состояния электронов атома и рентгеновское излучение, состоящее из тормозного и/или характеристического излучений.

2.3.1 Рентгеновское излучение

Рентгеновские лучи - электромагнитное ионизирующее излучение, занимающее спектральную область между гамма и ультрафиолетовым излучением в пределах длин волн $10^{-3} - 100$ нм (от 10^{-12} до 10^{-5} см).

Энергетический диапазон от 100 эВ до 0,1 МэВ. Рентгеновские лучи с длиной волны $l < 0,2$ нм условно называются жёсткими, с $l > 0,2$ нм - мягкими рентгеновскими лучами.

Рентгеновские лучи используются в медицине для исследований, диагностики и лечения определенных органических нарушений органов тела, в особенности - внутренних органов. Открыты в 1895 году В.К.Рентгеном и названы им X-лучами (этот термин применяется практически во всех странах, кроме Германии и России).

В зависимости от механизма возникновения рентгеновских лучей их спектры могут быть непрерывными (тормозными) или линейчатыми (характеристическими).

Линейчатое излучение возникает после ионизации атома с выбрасыванием электрона одной из его внутренних оболочек. Такая ионизация может быть результатом столкновения атома с быстрой частицей, например электроном (первичные рентгеновские лучи), или поглощения атомом фотона (флуоресцентные рентгеновские). Ионизованный атом оказывается в начальном квантовом состоянии на одном из высоких уровней энергии и через 10^{-16} - 10^{-15} сек переходит в конечное состояние с меньшей энергией. При этом избыток энергии атом может испустить в виде фотона определённой частоты. Частоты линий спектра такого излучения характерны для атомов каждого элемента, поэтому линейчатый рентгеновский спектр называется характеристическим. Зависимость частоты ν линий этого спектра от атомного номера Z определяется законом Мозли: $\sqrt{\nu} = AZ + B$, где A и B — величины, постоянные для каждой линии спектра.

Характеристическое рентгеновское излучение — электромагнитное излучение, испускаемое при переходах электронов с внешних электронных оболочек атома на внутренние (характеристический спектр).

Характеристический спектр – линейчатый рентгеновский спектр, возникающий при переходах электронов верхних оболочек атома на более близко расположенные к ядру K -, L -, M -, N – оболочки. Частоты линий характеристического спектра химических элементов подчиняется закону Мозли (Рис. 6).

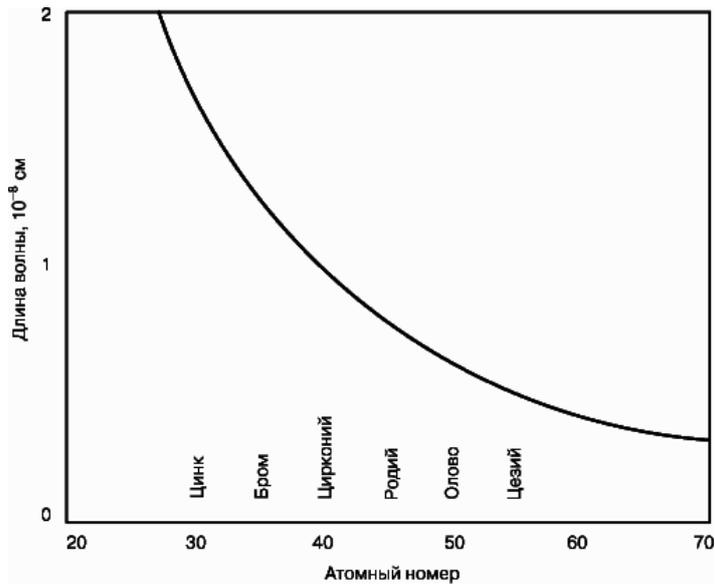


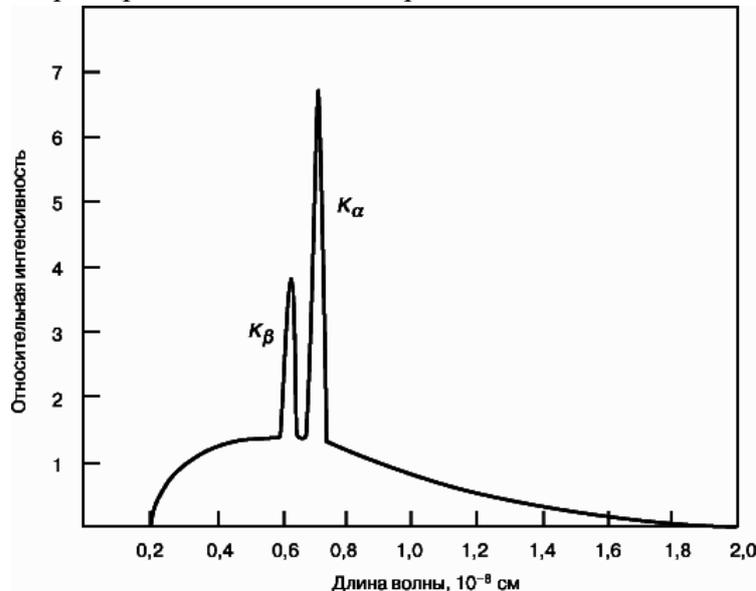
Рис. 6. Длина волны характеристического рентгеновского излучения, испускаемого химическими элементами, зависит от атомного номера элемента. Кривая соответствует закону Мозли: чем больше атомный номер элемента, тем меньше длина волны характеристической линии.

Закон Мозли – линейная зависимость квадратного корня из частоты характеристического рентгеновского излучения от атомного номера химического элемента. Установлен экспериментально Г.Мозли в 1913. Закон Мозли – основа рентгеновского спектрального анализа.

Непрерывный рентгеновский спектр испускают быстрые заряженные частицы в результате их торможения при взаимодействии с атомами мишени; этот спектр достигает значительной интенсивности лишь при бомбардировке мишени электронами.

Интенсивность тормозных рентгеновских лучей распределена по всем частотам до высокочастотной границы ν_0 , на которой энергия фотонов $h\nu_0$ (h — Планка постоянная) равна энергии eV бомбардирующих электронов (e — заряд электрона, V — разность потенциалов ускоряющего поля, пройденная ими). Этой частоте соответствует коротковолновая граница спектра $l_0 = hc/eV$ (c — скорость света).

Тормозное рентгеновское излучение (рентгеновские лучи) с непрерывным энергетическим спектром - коротковолновое электромагнитное (фотонное) излучение. Диапазон частот, $3 \cdot 10^{16} \div 3 \cdot 10^{19}$ Гц, диапазон длин волн $10^{-8} \div 10^{-12}$, м. Образуется при уменьшении кинетической энергии (торможении, рассеянии) быстрых заряженных частиц, например, при торможении в кулоновском поле ускоренных электронов. Существенно для легких частиц электронов и позитронов. Спектр тормозного излучения непрерывен, максимальная энергия равна начальной энергии частицы.



Обычный рентгеновский спектр состоит из непрерывного спектра (континуума) и характеристических линий (острые пики). Линии $K\alpha$ и $K\beta$ возникают вследствие взаимодействий ускоренных электронов с электронами внутренней K -оболочки (Рис. 7).

Рис. 7. Типичный рентгеновский спектр.

Примеры: тормозное рентгеновское излучение в рентгеновской трубке, тормозное гамма-излучение быстрых электронов ускорителя при их попадании на мишень и т. д. Традиционный метод генерации рентгеновских лучей - бомбардировка металлического электрода в вакуумной трубке пучком ускоренных электродов. Рентгеновское излучение обладает большой проникающей

способностью, действует на фотографическую эмульсию, вызывает люминесценцию, активно действует на клетки живого организма, ионизирует газы, взаимодействует с ионами кристаллической решётки, обладает корпускулярными свойствами, невидимо.

Тормозное рентгеновское излучение, испускаемое очень тонкими мишенями, полностью поляризовано вблизи ν_0 ; с уменьшением ν степень поляризации падает. Характеристическое излучение, как правило, не поляризовано.

Рентгеновские лучи - электромагнитные волны, поэтому они рассеиваются заряженными частицами. Известно, что фотоны электромагнитного излучения обладают свойствами, как волны, так и частицы.

Свойство фотонов, как частиц, предполагает при упругом столкновении их с заряженными частицами испускание фотонов с той же частотой, а при неупругом - наличие эффекта Комптона, с которым как будет показано ниже, связано уменьшение частоты рассеянной волны. Волновые же свойства предполагают преломление, отражение, рассеяние, дифракцию и поляризацию. Следовательно, обладая свойствами и частиц и волн, рентгеновские лучи испытывают два типа рассеяния - волновое рассеяние и комптоновское рассеяние, или другими словами, *когерентное и некогерентное* рассеяние.

При больших энергиях тормозящихся заряженных частиц, тормозное рентгеновское излучение переходит в энергетический диапазон γ - излучения.

При взаимодействии рентгеновских лучей с веществом может происходить фотоэффект, сопровождающее его поглощение рентгеновского излучения и их рассеяние, фотоэффект наблюдается в том случае, когда атом, поглощая рентгеновский фотон, выбрасывает один из своих внутренних электронов, после чего может совершить либо излучательный переход, испустив фотон характеристического излучения, либо выбросить второй электрон при безызлучательном переходе (оже-электрон). Под действием рентгеновских лучей на кристаллы в некоторых узлах атомной решётки появляются ионы с дополнительным положительным зарядом, а вблизи них оказываются избыточные электроны. Такие нарушения структуры кристаллов, называемые рентгеновскими экситонами, являются центрами окраски и исчезают лишь при значительном повышении температуры.

При прохождении излучения через слой вещества, его ослабление происходит за счёт двух процессов: поглощения рентгеновских фотонов веществом и изменения их направления при рассеянии. В длинноволновой области спектра преобладает поглощение рентгеновских лучей, в коротковолновой - их рассеяние. Степень поглощения быстро растёт с увеличением Z и длины волны излучения. Например, жёсткие рентгеновские лучи свободно проникают через слой воздуха ~ 10 см; алюминиевая пластинка в 3 см толщиной ослабляет излучение с длиной волны 0,0027 нм вдвое; мягкие рентгеновские лучи значительно поглощаются в воздухе и их использование и исследование возможно лишь в вакууме или в слабо поглощающем газе (например, He). При поглощении рентгеновских лучей атомы вещества ионизируются.

Как и видимый свет, рентгеновское излучение вызывает почернение фотопленки. Это его свойство имеет важное значение для медицины, промышленности и научных исследований. Проходя сквозь исследуемый объект и падая затем на фотопленку, рентгеновское излучение изображает на ней его внутреннюю структуру. Поскольку проникающая способность рентгеновского излучения различна для разных материалов, менее прозрачные для него части объекта дают более светлые участки на фотоснимке, чем те, через которые излучение проникает хорошо. Так, костные ткани менее прозрачны для рентгеновского излучения, чем ткани, из которых состоит кожа и внутренние органы. Поэтому на рентгенограмме кости обозначаются как более светлые участки и более прозрачное для излучения место перелома может быть достаточно легко обнаружено. Рентгеновская съёмка используется также в стоматологии для обнаружения кариеса и абсцессов в корнях зубов, а также в промышленности для обнаружения трещин в литье, пластмассах и резинах.

Рентгеновское излучение применяется в медицине (рентгенотерапия, рентгенография), дефектоскопии, спектральном и структурном анализе (рентгеноструктурный анализ), лазеры.

Рентгеновское излучение используется в химии для анализа соединений и в физике для исследования структуры кристаллов. Пучок рентгеновского излучения, проходя через химическое соединение, вызывает характерное вторичное излучение, спектроскопический анализ которого позволяет химику установить состав соединения. При падении на кристаллическое вещество пучок рентгеновских лучей рассеивается атомами кристалла, давая четкую правильную картину пятен и полос на фотопластинке, позволяющую установить внутреннюю структуру кристалла. Применение рентгеновского излучения при лечении рака основано на том, что оно убивает раковые клетки. Однако оно может оказать нежелательное влияние и на нормальные клетки. Поэтому при таком использовании рентгеновского излучения должна соблюдаться крайняя осторожность.

2.3.2 Гамма излучение

Гамма - излучение (γ -излучение) - коротковолновое электромагнитное излучение. На шкале электромагнитных волн оно граничит с жестким рентгеновским излучением, занимая область более высоких частиц. Возникает при распаде радиоактивных ядер и элементарных частиц, взаимодействии быстрых заряженных частиц с веществом, аннигиляции электронно-позитронных пар и др. γ -излучение обладает чрезвычайно малой длиной волны ($\lambda < 10^{-8}$ см) и вследствие этого ярко выраженными корпускулярными свойствами, т.е. ведет себя подобно потоку частиц – гамма квантов, или фотонов, с энергией $h\nu$. Диапазон частот, $3 \cdot 10^{19} - 3 \cdot 10^{21}$ Гц, диапазон длин волн, $10^{-11} - 10^{-13}$ м, основной диапазон энергий для природных нуклидов 0,1 – 2 МэВ.

Гамма-излучение, сопровождающее распад радиоактивных ядер, испускается при переходах ядра из более возбужденного энергетического состояния в менее возбужденное или в основное. Энергия γ – кванта равна разности энергий $\Delta\varepsilon$ состояний, между которыми происходит переход. Испускание ядром γ -кванта не влечет за собой изменения атомного номера или массового числа, в отличие от других видов радиоактивных превращений. Ширина линий γ -излучений чрезвычайно мала ($\sim 10^{-2}$ эв). Поскольку расстояние между уровнями во много раз больше ширины линий, спектр γ -излучения является линейчатым, т.е. состоит из ряда дискретных линий. Изучение спектров γ -излучения позволяет установить энергии возбужденных состояний ядер. γ -кванты с большими энергиями испускаются при распадах некоторых элементарных частиц. Так, при распаде покоящегося π^0 - мезона возникает γ -излучение с энергией ~ 70 Мэв. γ -излучение от распада элементарных частиц также образует линейчатый спектр. Однако испытывающие распад элементарные частицы часто движутся со скоростями, сравнимыми со скоростью света. Вследствие этого возникает доплеровское уширение линии и спектр гамма-излучения оказывается размытым в широком интервале энергий.

Гамма-излучение, образующееся при прохождении быстрых заряженных частиц через вещество, вызывается их торможением в кулоновском поле атомных ядер вещества. Тормозное γ –излучение, также как и тормозное рентгеновское излучение, характеризуется сплошным спектром, верхняя граница которого совпадает с энергией заряженной частицы, например электрона. В ускорителях заряженных частиц получают тормозное гамма- излучение с максимальной энергией до нескольких десятков ГэВ.

В межзвёздном пространстве гамма-излучение может возникать в результате соударений квантов более мягкого длинноволнового, электромагнитного излучения, например света, с электронами, ускоренными магнитными полями космических объектов. При этом быстрый электрон передает свою энергию электромагнитному излучению и видимый свет превращается в более жесткое гамма-излучение.

Аналогичное явление может иметь место в земных условиях при столкновении электронов большой энергии, получаемых на ускорителях, с фотонами видимого света в интенсивных пучках света, создаваемых лазерами. Электрон передает энергию световому фотону, который превращается в γ -квант. Таким образом, можно на практике превращать отдельные фотоны света в кванты гамма-излучения высокой энергии.

Гамма – лучи - излучение подобное рентгеновскому, но имеющее более короткую длину волны. Благодаря малой длине волны гамма - лучи обладают очень высокой проникающей способностью. Они распространяются в воздухе приблизительно на 2,5 км, и являются основной причиной лучевой болезни при использовании атомного оружия. Наиболее интенсивное гамма-излучение и по энергии, и по количеству фотонов, возникает при β - распаде естественных и искусственных радионуклидов. Фотоны взаимодействуют с электронами атомов и с электрическим полем ядра. Проходя через среду, гамма-излучение ослабляется по экспоненциальному закону, т.е. никогда не поглощается полностью. В этом его отличие от корпускулярного (альфа, бета, нейтронного) излучения. Передача всей энергии гамма- квантов происходит в результате фотоэлектрического поглощения, в результате которого фотон исчезает, а его энергия уходит на отрыв электрона от атома, т.е. его ионизацию. Для фотонов с энергией свыше 1,02 МэВ возможно образование пар электрон-позитрон. Важно, что фотон может отдать электрону лишь часть своей энергии и двигаться дальше в другом направлении.

γ -излучение ионизируют атомы и молекулы тел, разрушают живые клетки, не взаимодействуют с электрическим и магнитным полями. Ионизация, проводимая γ - квантами в среде, примерно в 100 раз ниже ионизации β - частицами. Глубина проникновения в среду зависит от энергии квантов. Самое интенсивное из природных источников γ - излучения ряда тория ослабляется примерно в 20-30 раз слоем воды толщиной 1 м.

γ -излучение применяется в дефектоскопии, при диагностике технологических процессов, для выявления внутренней структуры атомов, в медицинской терапии и диагностики в медицине, для каротажа в геологии, в гамма-лазерах, военном деле и т.п.

2.3.3 Тормозное излучение

Тормозное излучение, электромагнитное излучение, испускаемое заряженной частицей при её рассеянии (торможении) в электрическом поле. Иногда в понятие тормозного излучения включают также излучение релятивистских заряженных частиц, движущихся в макроскопических магнитных полях (в ускорителях, в космическом пространстве), и называют его магнитотормозным; однако более употребительным в этом случае является термин синхротронное излучение.

Согласно классическому электродинамике, которая достаточно хорошо описывает основные закономерности тормозного излучения, его интенсивность пропорциональна квадрату ускорения заряженной частицы. Так как ускорение обратно пропорционально массе m частицы, то в одном и том же поле тормозное излучение легкой заряженной частицы - электрона будет, например, в миллионы раз мощнее излучения

протона. Поэтому чаще всего наблюдается и практически используется тормозное излучение, возникающее при рассеянии электронов на электростатическом поле атомных ядер и электронов; такова, в частности, природа рентгеновских лучей в рентгеновских трубках и гамма-излучения, испускаемого быстрыми электронами при прохождении через вещество.

Спектр фотонов тормозного излучения непрерывен и обрывается при максимально возможной энергии, равной начальной энергии электрона. Интенсивность тормозного излучения пропорциональна квадрату атомного номера Z ядра, в поле которого тормозится электрон (по закону Кулона сила f взаимодействия электрона с ядром пропорциональна заряду ядра Ze , где e - элементарный заряд, а ускорение определяется вторым законом Ньютона: $a = f/m$). При движении в веществе электрон с энергией выше некоторой критической энергии E_0 тормозится преимущественно за счёт тормозного излучения (при меньших энергиях преобладают потери на возбуждение и ионизацию атомов). Например, для свинца $E_0 = 10$ МэВ, для воздуха - 200 МэВ.

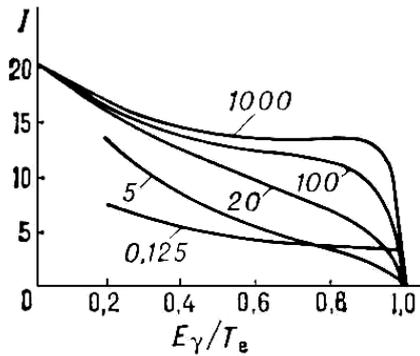


Рис. 8. Теоретические спектры энергии фотонов тормозного излучения (с учётом экранирования) в свинце (4 верхних кривых) и в алюминии (нижняя кривая); цифры на кривых - начальная кинетическая энергия электрона в единицах энергии покоя электрона $m_e c^2 = 0,511$ МэВ (интенсивность дана в относительных единицах).

Рассеяние электрона в электрическом поле атомного ядра и атомных электронов является чисто электромагнитным процессом, и его наиболее точное описание даёт квантовая электродинамика. При не очень высоких энергиях электрона хорошее согласие теории с экспериментом достигается при учёте одного только кулоновского поля ядра. Согласно квантовой электродинамике, в поле ядра существует определённая вероятность квантового перехода электрона в состояние с меньшей энергией с излучением, как правило, одного фотона (вероятность излучения большего числа фотонов мала). Поскольку энергия фотона E_γ равна разности начальной и конечной энергии электрона, спектр тормозного излучения (**Рис. 8**) имеет резкую границу при энергии фотона, равной начальной кинетической энергии электрона T_e . Так как вероятность излучения в элементарном акте рассеяния пропорциональна Z^2 , то для увеличения выхода фотонов тормозное излучение в электронных пучках используются мишени из веществ с большими Z (свинец, платина и т.д.). Угловое распределение тормозного излучения существенно зависит от T_e : в нерелятивистском случае ($T_e \gg m_e c^2$; где m_e - масса электрона, c - скорость света) тормозное излучение подобно излучению электрического диполя, перпендикулярного к плоскости траектории электрона.

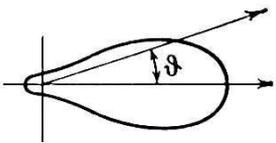


Рис. 9. Угловое распределение тормозного излучения при высоких начальных энергиях электронов ($T_e \gg m_e c^2$).

При высоких энергиях ($T_e \gg m_e c^2$) тормозное излучение направлено вперёд по движению электрона и концентрируется в пределах конуса с угловым раствором порядка $\varphi = m_e c^2 / T_e$ рад (**Рис. 9**); это свойство используется для получения интенсивных пучков фотонов высокой энергии (γ -квантов) на электронных ускорителях. Тормозное излучение является частично поляризованным.

Дальнейшее уточнение теории тормозного излучения достигается учётом экранирования кулоновского поля ядра атомными электронами. Поправки на экранирование, существенные при $T_e \gg m_e c^2$ и $E_\gamma \ll T_e$, приводят к снижению вероятности тормозного излучения (так как при этом эффективное поле меньше кулоновского поля ядра).

На свойства тормозного излучения при прохождении электронов через вещество влияют эффекты, связанные со структурой среды и многократным рассеянием электронов. При $T_e \gg 100$ МэВ многократное рассеяние сказывается ещё и в том, что за время, необходимое для излучения фотона, электрон проходит большое расстояние и может испытать столкновения с другими атомами. В целом многократное рассеяние при больших энергиях приводит в аморфных веществах к снижению интенсивности и расширению пучка тормозного излучения. При прохождении электронов больших энергий через кристаллы возникают интерференционные явления — появляются резкие максимумы в спектре тормозного излучения и увеличивается степень поляризации (**Рис. 10**).

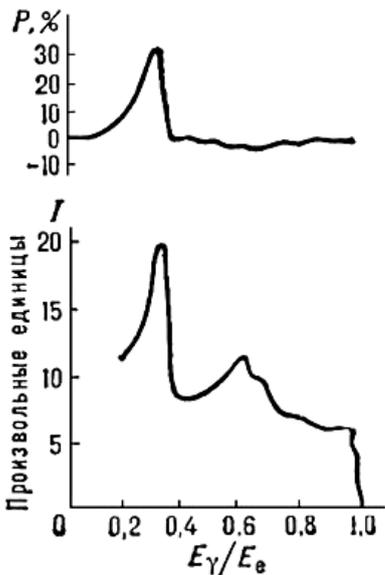


Рис. 10. Поляризация P (верхняя кривая) и энергетический спектр (нижняя кривая) фотонов у тормозного излучения как функция E_γ в единицах полной начальной энергии электрона $E_e = T_e + m_e c^2$ для $E_e = 1$ ГэВ (интенсивность I дана в произвольных единицах).

Причиной значительного тормозного излучения может быть тепловое движение в горячей разреженной плазме (с температурой $10^5 - 10^6$ К и выше). Элементарные акты тормозного излучения, называемые в этом случае тепловым, обусловлены столкновениями заряженных частиц, из которых состоит плазма. Космическое рентгеновское излучение, наблюдение которого стало возможным с появлением искусственных спутников Земли, частично (а излучение некоторых дискретных рентгеновских источников, возможно, полностью) является, по-видимому, тепловым тормозным излучением.

Тормозное рентгеновское и гамма-излучение широко применяются в технике, медицине, в исследованиях по биологии, химии и физике.

2.3.4 Излучение Черенкова-Вавилова

Черенкова – Вавилова излучение – световое излучение, возникающее при движении в веществе электрически заряженных частиц (например, электронов) со скоростью, превышающей фазовую скорость света в этом веществе (скорость распространения световых волн).

В отличие от тормозного излучения, возникающего при неравномерном движении электрических зарядов, черенковское излучение возникает и при равномерном движении, но при скоростях движения электрона, превышающих скорость света в данной среде. Обнаружено в 1934 П.А.Черенковым при исследовании гамма-люминесценции растворов как слабое голубое свечение жидкостей под действием гамма-лучей. Уже первые эксперименты Черенкова, предпринятые по инициативе С.И.Вавилова, выявили ряд характерных особенностей излучения: свечение наблюдается у всех чистых прозрачных жидкостей, причём яркость мало зависит от их химического состава, излучение имеет поляризацию с преимущественной ориентацией электрического вектора вдоль направления первичного пучка, при этом в отличие от люминесценции не наблюдается ни температурного, ни примесного тушения.

Черенкову удалось доказать, что наряду с люминесценцией при облучении жидкостей некоторыми радиоактивными β - и γ -источниками появляется совершенно новый тип свечения, многие характеристики которого прямо противоположны свойствам люминесценции. Здесь интенсивность и спектр излучения почти не зависят от типа вещества, его чистоты и температуры; - излучение связано с движением в среде электронов (это было установлено в специальных опытах, в которых сосуд с исследуемой жидкостью помещали в магнитное поле); излучение поляризовано и направлено вдоль пучка электронов; излучение имеет сплошной спектр, максимум интенсивности приходится на синюю часть спектра; излучение имеет пороговый характер; оно не вызывается, например, рентгеновскими лучами с максимальной энергией 30 кэВ.

Обнаруженное Черенковым свечение носит универсальный характер в том смысле, что под действием излучения с достаточной энергией "светятся" все прозрачные тела, а не только жидкости.

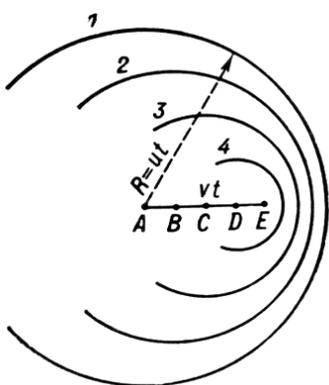


Рис. 11. Движение заряженной частицы в среде со скоростью $v < u$. Сферы 1, 2, 3, 4 — положение парциальных волн, испущенных частицей из точек A, B, C, D, соответственно.

На основании этих данных Вавиловым было сделано основополагающее утверждение, что обнаруженное явление - не люминесценция жидкости, а свет излучают движущиеся в ней быстрые электроны (такие электроны возникают под действием гамма-лучей в результате эффекта Комптона). Излучение Черенкова - Вавилова характерно и для твёрдых тел. Различные виды свечения, вызываемого гамма-лучами, наблюдались после открытия радия неоднократно, в частности, свечение жидкостей под действием гамма-лучей исследовалось (1926-29) французским учёным М.Л.Малле, получившим фотографии его спектра. Однако доказательств того, что это явление новое, не было, не установлено было и наиболее характерное свойство излучения (обнаруженное Черенковым в 1936) - его направленность под острым углом к скорости частицы.

Механизм явления был выяснен в работе И.Е.Тамма и И.М.Франка (1937), содержащей и количественную теорию, основанную на уравнениях классической электродинамики. К тем же результатам привело и квантовое рассмотрение (В.Л.Гинзбург, 1940).

Излучение Черенкова-Вавилова возникает при движении не только электрона в среде, но и любой заряженной частицы, если для неё выполняется условие:

$$v > c/n, \quad ()$$

где скорость движения частицы в среде, c - скорость света в вакууме, а n — показатель преломления света данной среды

Для электронов в жидкостях и твёрдых телах условие () начинает выполняться уже при энергиях $\sim 10^5$ эВ (такие энергии имеют многие электроны радиоактивных процессов). Более тяжёлые частицы должны обладать большей энергией, например протон, масса которого в ~ 2000 раз больше электронной, для достижения необходимой скорости должен обладать энергией $\sim 10^8$ эВ (такие протоны можно получить только в современных ускорителях).

На основе излучения Черенкова - Вавилова разработаны экспериментальные методы, которые широко применяются в ядерной физике как для регистрации частиц, так и для изучения их природы. Это излучение Черенкова-Вавилова, возникающее в атмосфере Земли, служит для изучения космических лучей.

Излучение Черенкова-Вавилова может наблюдаться в чистом виде только в идеальных случаях, когда частица движется с постоянной скоростью в радиаторе неограниченной длины. При пересечении частицей поверхности радиатора возникает т. н. переходное излучение. Оно было теоретически предсказано Гинзбургом и Франком (1946) и впоследствии исследовано экспериментально. Сущность его состоит в том, что электромагнитное поле частицы в вакууме и в среде различны. Любое изменение поля частицы всегда приводит к излучению света. При тормозном излучении, например, оно вызывается изменением скорости частицы, а в случае переходного излучения тем, что меняются электромагнитные свойства среды вдоль траектории частицы. В непрозрачных для света веществах возникающее на их границе переходное излучение играет доминирующую роль, т.к. интенсивность излучения Черенкова-Вавилова снижена его поглощением. Переходное излучение возникает и при малых скоростях частицы или, напротив, при излучении ультрарелятивистской частицы в области частот рентгеновского спектра, где $n < 1$. Интенсивность переходного излучения мала и обычно недостаточна для регистрации отдельной частицы. Для эффективной его регистрации используется суммирование излучения частицы при последовательном пересечении ею нескольких границ раздела.

В 1940 Э. Ферми обобщил теорию излучения Черенкова-Вавилова, приняв во внимание, что реальная среда обладает способностью поглощать свет по крайней мере в некоторых областях спектра. Полученные им результаты внесли существенные уточнения в теорию т. н. ионизационных потерь заряженными частицами (эффект поляризации среды).

Излучение Черенкова-Вавилова является примером оптики «сверхсветовых» скоростей и имеет принципиальное значение. Излучение Черенкова-Вавилова экспериментально и теоретически изучено не только в оптически изотропных средах, но и в кристаллах (оптически анизотропные среды), теоретически рассмотрено излучение электрических и магнитных диполей и мультиполей. Ожидаемые свойства излучения движущегося магнитного заряда были использованы для поисков магнитного монополя. Рассмотрено излучение частицы в канале внутри среды (например, излучение пучка частиц внутри волновода). При излучении Черенкова-Вавилова новые особенности приобретает эффект Доплера в среде: появляются т. н. аномальный и сложный эффекты Доплера. Можно полагать, что всякая система частиц, способная взаимодействовать с электромагнитным полем, будет излучать свет за счёт своей кинетической энергии, если ее скорость превышает фазовую скорость света.

На базе этого излучения черенковскими счётчиками регистрируются многие высокоэнергетические излучения.

Черенковский счетчик – детектор для регистрации частиц, испускающих Черенкова-Вавилова излучение (которое преобразуется в электрический сигнал с помощью фотоэлектронного умножителя). Применяется в ядерной физике и физике частиц высокой энергии.

2.3.5 Синхротронное излучение

Синхротронное излучение, магнитотормозное излучение, излучение электромагнитных волн заряженными частицами, движущимися с релятивистскими скоростями в магнитном поле.

Излучение обусловлено ускорением, связанным с искривлением траекторий частиц в магнитном поле. Аналогичное излучение нерелятивистских частиц, движущихся по круговым или спиральным траекториям, называют циклотронным излучением; оно происходит на основной гиромангнитной частоте и её первых

гармониках. С увеличением скорости частицы роль высоких гармоник возрастает; при приближении к релятивистскому пределу излучение в области наиболее интенсивных высоких гармоник обладает практически непрерывным спектром и сосредоточено в направлении мгновенной скорости в узком конусе с углом раствора $\gamma \sim mc^2/E$ где m и E — масса и энергия частицы, c - скорость света в вакууме.

Полная мощность излучения частицы с энергией $E \gg mc^2$ равна:

$$-\frac{\partial E}{\partial t} = \frac{2e^4}{3m^4c^7} H_{nep}^2 E^2 = 0,98 * 10^{-3} H_{nep}^2 * \left(\frac{E}{mc^2}\right)^2 \text{ эв/сек} \quad (6)$$

где e — заряд частицы, H_{nep} - составляющая магнитного поля, перпендикулярная скорости частицы. Сильная зависимость излучаемой мощности от массы частицы делает синхротронное излучение наиболее существенным для лёгких частиц - электронов и позитронов.

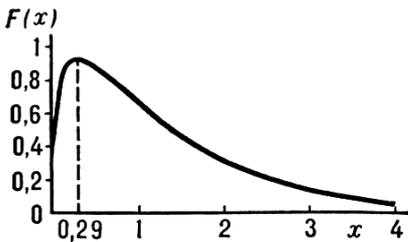


Рис. 12. График функции $F(x)$.

Спектральное распределение излучаемой мощности определяется выражением:

$$P(\nu) = \frac{\sqrt{3}e^3 H_{nep} \nu}{mc^2 \nu_c \nu/\nu_c} \int_0^\infty H_{5/3}(\eta) d\eta \quad (7)$$

где $\nu_c = \frac{3eH_{nep}}{4\pi mc} * \left(\frac{E}{mc^2}\right)^2$, а $H_{5/3}(\eta)$ - цилиндрическая функция

второго рода мнимого аргумента. График функции $F(x) = x \int_x^\infty H_{5/3}(\eta) d\eta$ представлен на **Рис. 12**.

Характерная частота, на которую приходится максимум в спектре излучения частицы, равна (в $гц$).

$$\nu \approx 0,29 * \nu_c = 1,28 * 10^{18} * H_{nep} E^2 \text{ эрг} = 4,6 * 10^{-6} H_{nep} E^2 \text{ эв} \quad (8)$$

Излучение отдельной частицы в общем случае эллиптически поляризовано с большой осью эллипса поляризации, расположенной перпендикулярно видимой проекции магнитного поля. Степень эллиптичности и направление вращения электрического вектора зависят от направления наблюдения по отношению к конусу, описываемому вектором скорости частицы вокруг направления магнитного поля. Для направлений наблюдения, лежащих на этом конусе, поляризация линейная.

Синхротронное излучение первоначально наблюдалось от электронов в циклических ускорителях, в частности в синхротроне, откуда оно и получило название. Потери энергии на синхротронное излучение, а также связанные с синхротронным излучением квантовые эффекты в движении частиц необходимо учитывать при конструировании циклических ускорителей электронов высокой энергии. Синхротронное излучение циклических ускорителей электронов используется для получения интенсивных пучков поляризованного электромагнитного излучения в ультрафиолетовой области спектра и в области «мягкого» рентгеновского излучения; пучки рентгеновского синхротронного излучения применяются, в частности, в рентгеновском структурном анализе.

Большой интерес представляет синхротронное излучение космических объектов, в частности нетепловой радиодифон Галактики, нетепловое радио- и оптическое излучение дискретных источников (сверхновых звезд, пульсаров, квазаров, радиогалактик). Синхротронная природа этих излучений подтверждается особенностями их спектра и поляризации. Согласно современным представлениям, релятивистские электроны, входящие в состав космических лучей, дают синхротронное излучение в космических магнитных полях в радио-, оптическом, а возможно, и в рентгеновском диапазонах. Измерения спектральной интенсивности и поляризации космических синхротронных излучений позволяют получить информацию о концентрации и энергетическом спектре релятивистских электронов, величине и направлении магнитного поля в удалённых частях Вселенной.

2.3.6 Переходное излучение

Переходное излучение - излучение, возникающее при пересечении заряженной частицей границы между двумя средами с разными электромагнитными константами.

Выше уже упоминалось, что заряд, движущийся равномерно и прямолинейно, не может излучать электромагнитные волны: излучает только заряд, движущийся с ускорением. Это верно, если заряд находится в вакууме. Если же заряд перемещается в веществе с постоянной скоростью, превышающей фазовую скорость распространения света в этой среде, то возникает черенковское излучение. А может ли излучать

заряд, движущийся без ускорения с досветовой скоростью? Рассматривая, как образуется черенковское излучение, мы считали путь заряженной частицы в среде достаточно длинным, оставив без ответа вопрос, что происходит при входе частицы в черенковский радиатор. Между тем, поведение частицы на входе в черенковский радиатор или в общем случае при пересечении границы двух сред с различными электрическими и/или магнитными свойствами, как оказалось, представляет самостоятельный интерес. При переходе заряда из одного вещества в другое возникает новый тип электромагнитного излучения, которое было названо переходным. Оно сопровождает частицы, движущиеся со скоростью как большей, так и меньшей фазовой скорости света.

Переходное излучение применяется для регистрации ультрарелятивистских заряженных частиц - в основном самых легких: электронов и позитронов. При этом используется излучение только в области рентгеновских частот. Именно по интенсивности переходного излучения или числу зарегистрированных рентгеновских фотонов отличают электроны и позитроны от более тяжелых частиц. Идентификация электронов и позитронов представляет важную задачу в физике высоких энергий. Дело в том, что время жизни большинства элементарных частиц столь мало, что они не могут быть зарегистрированы непосредственно, и изучить их свойства можно только путем регистрации продуктов распада. Многие из очень интересных для физиков частиц распадаются с испусканием электронов и/или позитронов.

Детектор переходного излучения состоит из нескольких модулей радиатор-детектор рентгеновских фотонов. Радиатор состоит из большого числа пленок с малым средним атомным номером Z . Последнее существенно для уменьшения поглощения излучения в радиаторе, связанного главным образом с фотоэффектом: коэффициент поглощения рентгеновских фотонов пропорционален Z^4 . Отметим, что интенсивным источником переходного излучения могут быть не только регулярные стопки из пленок или пластинок, но и микропористые материалы из полиэтилена, полиуретана, полистирола и других органических соединений.

3. СВОЙСТВА ИОНИЗИРУЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЙ

Частицы и кванты, образующиеся при радиоактивном распаде ядер элементов, по-разному взаимодействуют с окружающей средой. Эти взаимодействия абсолютно не зависят от вида элемента, а лишь от свойств (масса, энергия, заряд, частота и т.д.) самих частиц.

Основными свойствами радиоактивных излучений являются:

- способность проникать через вещества;
- ионизация вещества среды;
- выделение тепла при радиоактивном распаде;
- действие на фотоэмульсию;
- способность вызывать свечение люминесцирующих веществ;
- способность вызывать химические реакции и распад молекул (при длительном воздействии излучений изменяется окраска окружающих предметов).

Все эти свойства и используются при обнаружении и регистрации излучений, т.к. ни одно из шести чувств человека воздействию ионизирующих излучений не улавливает. Неспособность человека обнаружить радиацию создает вокруг радиоактивных излучений целую ауру таинственности и опасности, и значительно усложняет взаимоотношения общества с предприятиями и органами управления атомной промышленностью.

γ -лучи, α - и β -частицы обладают различной проникающей способностью. Пробег α -частицы в воздухе не превышает нескольких сантиметров; β -частицы могут пройти в воздухе несколько метров, а γ -кванты – десятки, сотни метров. При внешнем облучении человека α -частицы полностью задерживаются поверхностным слоем кожи, поэтому они не представляют опасности до тех пор, пока радиоактивные вещества, испускающие α -частицы, не попадут внутрь организма через открытую рану, с пищей или с воздухом, тогда они становятся чрезвычайно опасными. β -частицы не могут проникнуть в глубь человеческого организма больше, чем на несколько миллиметров (глубина проникновения 1 - 2 см). Проникающая способность γ -излучения, которое распространяется со скоростью света, очень велика: его может задержать лишь толстая свинцовая или бетонная плита. γ -кванты вызывают облучение всего тела.

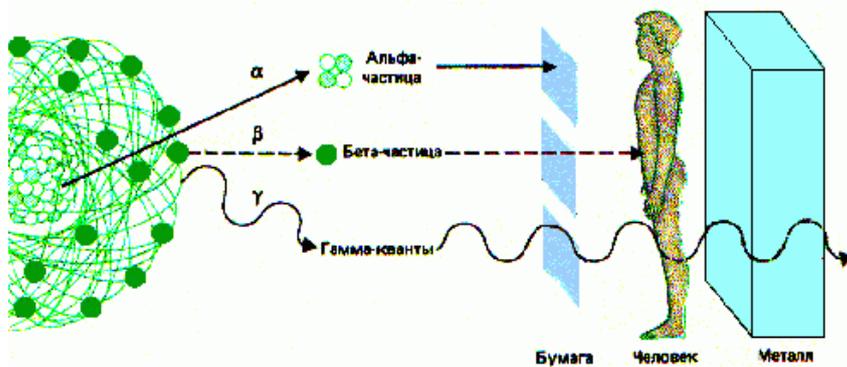


Рис. 13. Три вида излучений и их проникающая способность

4. ИСТОЧНИКИ ИОНИЗИРУЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЙ

Источником ионизирующего излучения может быть космический объект, земной объект, содержащий радиоактивный материал, или техническое устройство, испускающее или способное (при определенных условиях) испускать ионизирующее излучение. Источниками ИИ могут быть природные и искусственные радиоактивные вещества, различного рода ядерно-технические установки, медицинские препараты, многочисленные контрольно-измерительные устройства (дефектоскопия металлов, контроль качества сварных соединений). Они используются также в сельском хозяйстве, геологической разведке, при борьбе со статическим электричеством и др.

Любой источник излучения характеризуется:

1. Видом излучения – основное внимание уделяется наиболее часто встречающимся на практике источникам γ -излучения, нейтронов, β^- , β^+ , α -частиц.

2. Геометрией источника (формой и размерами) – геометрически источники могут быть точечными и протяженными. Протяженные источники представляют суперпозицию точечных источников и могут быть линейными, поверхностными или объемными с ограниченными, полубесконечными или бесконечными размерами. Физически точечным можно считать такой источник, максимальные размеры которого много меньше расстояния до точки детектирования и длины свободного пробега в материале источника (ослаблением излучения в источнике можно пренебречь). Поверхностные источники имеют толщину много меньшую, чем расстояние до точки детектирования и длина свободного пробега в материале источника. В объемном источнике излучатели распределены в трехмерной области пространства.

3. Мощностью и ее распределением по источнику – источники излучения наиболее часто распределяются по протяженному излучателю равномерно, экспоненциально, линейно или по косинусоидальному закону.

4. Энергетическим составом – энергетический спектр источников может быть моноэнергетическим (испускаются частицы одной фиксированной энергии), дискретным (испускаются моноэнергетические частицы нескольких энергий) или непрерывным (испускаются частицы разных энергий в пределах некоторого энергетического диапазона).

5. Угловым распределением излучения – среди многообразия угловых распределений излучений источников для решения большинства практических задач достаточно рассматривать следующие: изотропное, косинусоидальное, мононаправленное. Иногда встречаются угловые распределения, которые можно записать в виде комбинаций изотропных и косинусоидальных угловых распределений излучений. (На практике источники встречаются в неограниченном многообразии указанных характеристик.)

4.1 Терминология: радиоактивные источники излучений и их характеристики

Источник ионизирующего излучения - объект, содержащий радиоактивный материал или техническое устройство, испускающее или способное в определенных условиях испускать ионизирующее излучение.

Радионуклидный источник ионизирующего излучения - источник ионизирующего излучения, содержащий радиоактивный материал.

Источник - все, что может вызывать облучение при испускании ионизирующего излучения или выбросе радиоактивных веществ или материалов, и могут рассматриваться как единый источник в целях радиационной защиты и безопасности. Например, вещества, выделяющие радон, являются источниками, существующими в окружающей среде, гамма-облучающая установка для лучевой стерилизации является источником, используемым в практической деятельности для сохранения пищевых продуктов, рентгеновская установка может быть источником, используемым в практической деятельности в целях радиодиагностики, а атомная электростанция является источником в практической деятельности при производстве электроэнергии с использованием ядерного деления; - все они могут рассматриваться в качестве источников (т.е., в плане сбросов в окружающую среду) или в качестве группы источников (в целях

профессиональной радиационной защиты). В общем смысле термин источник (и особенно, закрытый источник) подразумевает радиоактивный источник небольшой интенсивности, который может использоваться в медицинских целях или в промышленных приборах.

Естественный источник: Возникший естественным путем источник ионизирующего излучения, такой как солнце и звезды (источники космического излучения), скалы и почва (наземные источники ионизирующего излучения).

Закрытый источник: Радиоактивное вещество, которое (а) постоянно находится в герметичной капсуле, или (б) жестко связано и находится в твердом состоянии. Термин специальная форма радиоактивного материала, используемый в контексте транспортировки радиоактивных материалов, имеет очень похожий смысл.

Открытый источник - любой источник, который не подходит под определение закрытого источника.

Источник выброса - выражение для обозначения информации о реальном или потенциальном выбросе радиоактивного материала из данного источника, обычно в случае аварии. Это может включать информацию о присутствующих радионуклидах, составе, количестве, мощности и способе выброса материала.

Нуклид - вид атомов с данными числами протонов и нейтронов в ядре, характеризующийся массовым числом A (атомной массой) и атомным номером Z .

Изотоп - нуклид с числом протонов в ядре, свойственным данному элементу.

Радионуклид - нуклид, обладающий радиоактивностью.

Радиоизотоп - изотоп, обладающий радиоактивностью.

Радиоактивность - самопроизвольное превращение неустойчивого нуклида в другой нуклид, сопровождающееся испусканием ионизирующего излучения.

Внешнее излучение источника - поток ионизирующих частиц, выходящих из радионуклидного источника излучения через его рабочую поверхность.

Закрытый источник - радиоактивный источник излучения, устройство которого исключает поступления содержащихся в нем радиоактивных веществ в окружающую среду в условиях применения и износа, на которые он рассчитан.

Открытый источник - радиоактивный источник излучения, при использовании которого возможно поступление содержащихся в нем радиоактивных веществ в окружающую среду.

Техногенный источник - источник ионизирующего излучения, специально созданный для его полезного применения или являющийся побочным продуктом этой деятельности.

Природный источник - источник природного происхождения, на который распространяется действие НРБ и ОСПОРБ.

Образцовый источник - радиоактивный источник излучения, служащий для проверки по нему других источников и (или) приборов для измерения ионизирующих излучений и утвержденный (аттестованный) в качестве образцового в установленном порядке.

Контрольный источник - радиоактивный источник излучения, служащий для проверки работоспособности и стабильности приборов для измерения ионизирующих излучений.

Промышленный источник - для облучательных установок, лучевой терапии, промышленной дефектоскопии, стерилизации, дезинфицирования продуктов, обеззараживания отходов.

Точечный источник - радиоактивный источник излучения с линейными размерами, пренебрежимо малыми по сравнению с расстоянием между источником и детектором и длиной свободного пробега частиц в материале источника (пренебрежимо малыми самопоглощением и саморассеянием излучения).

4.2 Классификация источников излучения.

4.2.1 Источники рентгеновского излучения.

Источниками рентгеновского излучения является рентгеновская трубка, некоторые радиоактивные изотопы (одни из них непосредственно испускают рентгеновские лучи, ядерные излучения других (электроны или α -частицы) бомбардируют металлическую мишень, которая испускает рентгеновские лучи), Интенсивность рентгеновского излучения изотопных источников на несколько порядков меньше интенсивности излучения рентгеновской трубки, но габариты, вес и стоимость изотопных источников несравненно меньше, чем установки с рентгеновской трубкой. Источниками мягких рентгеновских лучей с l порядка единиц и десятков нм могут служить синхротроны и накопители электронов с энергиями в несколько Гэв, а также лазеры. По интенсивности рентгеновское излучение синхротронов превосходит в указанной области спектра излучение рентгеновской трубки на 2 - 3 порядка. Естественные источники рентгеновских лучей – солнечная корона и другие космические объекты.

Приемниками рентгеновского излучения могут быть фотопленка, люминесцентные экраны, детекторы ядерных излучений.

Электронная пушка - устройство для создания направленного потока электронов; применяется в телевизионных трубках, рентгеновской аппаратуре, электронных микроскопах. В телевизионном приемнике электронная пушка используется для развертки изображения по экрану кинескопа.

Рентгеновская трубка - электровакуумный прибор для получения рентгеновских лучей. Простейшая рентгеновская трубка состоит из стеклянного баллона с впаянными электродами - катодом и анодом (антикатодом). Электроны, испускаемые катодом, ускоряются сильным электрическим полем в пространстве между электродами и бомбардируют анод. При ударе электронов об анод их кинетическая энергия частично преобразуется в энергию рентгеновского излучения.

Рентгеновские трубки различают: по способу получения потока электронов — с термоэмиссионным катодом, автоэмиссионным катодом, катодом, подвергаемым бомбардировке положительными ионами и с радиоактивным (β) источником электронов; по способу вакуумирования — отпаянные, разборные; по времени излучения — непрерывного действия, импульсные; по типу охлаждения анода — с водяным, масляным, воздушным, радиационным охлаждением; по размерам фокуса (области излучения на аноде) - макрофокусные, острофокусные и микрофокусные; по его форме - кольцевой, круглой, линейчатой формы; по способу фокусировки электронов на анод - с электростатической, магнитной, электромагнитной фокусировкой.

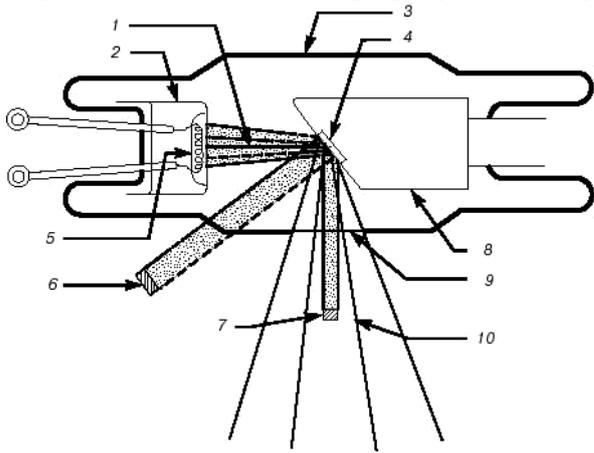


Рис. 14. Рентгеновская трубка Кулиджа. При бомбардировке электронами вольфрамовой антикатод испускает характеристическое рентгеновское излучение. Поперечное сечение рентгеновского пучка меньше реально облучаемой площади. 1 – электронный пучок; 2 – катод с фокусирующим электродом; 3 – стеклянная оболочка (трубка); 4 – вольфрамовая мишень (антикатод); 5 – нить накала катода; 6 – реально облучаемая площадь; 7 – эффективное фокальное пятно; 8 – медный анод; 9 – окно; 10 – рассеянное рентгеновское излучение.

В рентгеновской трубке, разработанной Кулиджем (**Рис. 14**), источником электронов является вольфрамовый катод, нагреваемый до высокой температуры. Электроны ускоряются до больших скоростей высокой разностью потенциалов между анодом (или антикатодом) и катодом. Поскольку электроны должны достичь анода без столкновений с атомами, необходим очень высокий вакуум, для чего нужно хорошо откачать трубку. Этим также снижаются вероятность ионизации оставшихся атомов газа и обусловленные ею побочные токи.

Электроны фокусируются на аноде с помощью электрода особой формы, окружающего катод. Этот электрод называется фокусирующим и вместе с катодом образует «электронный прожектор» трубки. Подвергаемый электронной бомбардировке анод должен быть изготовлен из тугоплавкого материала, поскольку большая часть кинетической энергии бомбардирующих электронов превращается в тепло. Кроме того, желательно, чтобы анод был из материала с большим атомным номером, т.к. выход рентгеновского излучения растет с увеличением атомного номера. В качестве материала анода чаще всего выбирается вольфрам, атомный номер которого равен 74.

Конструкция рентгеновских трубок может быть разной в зависимости от условий применения и предъявляемых требований.

Рентгеновские трубки применяют в рентгеновском структурном анализе, рентгеновском спектральном анализе, дефектоскопии рентгенодиагностике, рентгенотерапии, рентгеновской микроскопии и микрорентгенографии. Наибольшее применение во всех областях находят отпаянные рентгеновские трубки с термоэмиссионным катодом, водоохлаждаемым анодом, электростатической системой фокусировки электронов. Термоэмиссионный катод рентгеновской трубки обычно представляет собой спираль или прямую нить из вольфрамовой проволоки, накаливаемую электрическим током. Рабочий участок анода - металлическая зеркальная поверхность — расположен перпендикулярно или под некоторым углом к потоку электронов. Для получения сплошного спектра рентгеновского излучения высоких энергий и интенсивности используют аноды из Au, W; в структурном анализе пользуются рентгеновские трубки с анодами из Ti, Cr, Fe, Co, Ni, Cu, Mo, Ag. Основные характеристики рентгеновской трубки - предельно допустимое ускоряющее напряжение (1-500 кВ), электронный ток (0,01 мА — 1А), удельная мощность, рассеиваемая анодом (10—10⁴ Вт/мм²), общая потребляемая мощность (0,002 Вт — 60 кВт) и размеры фокуса (1 мкм — 10 мм). Кпд рентгеновской трубки составляет 0,1—3%.

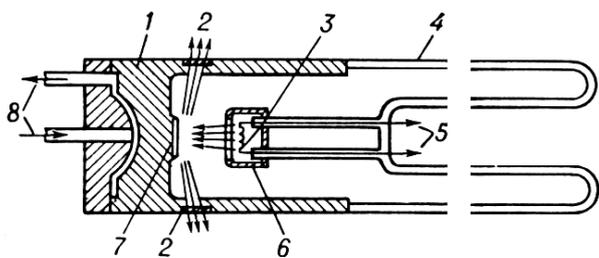


Рис. 15. Схема рентгеновской трубки для структурного анализа: 1 - металлический анодный стакан (обычно заземляется); 2 - окна из бериллия для выхода рентгеновского излучения; 3 - термоэмиссионный катод; 4 — стеклянная колба, изолирующая анодную часть трубки от катодной; 5 - выводы катода, к которым подводится напряжение накала, а также высокое (относительно анода) напряжение; 6 - электростатическая система фокусировки электронов; 7 - анод (антикатод); 8 - патрубки для ввода и

вывода проточной воды, охлаждающей анодный стакан.

При обычном способе получения рентгеновского излучения получают широкий диапазон длин волн, который называют рентгеновским спектром.

Рентгеновские спектры - спектры испускания и поглощения рентгеновских лучей, т. е. электромагнитного излучения в области длин волн от 10^{-5} до 10^2 нм.

В спектре присутствуют ярко выраженные компоненты (**Рис. 7**) - спектр излучения рентгеновской трубки представляет собой наложение тормозного и характеристического рентгеновского спектра.

Тормозной рентгеновский спектр возникает при торможении заряженных частиц, бомбардирующих мишень. Интенсивность тормозного спектра быстро растет с уменьшением массы бомбардирующих частиц и достигает значительной величины при возбуждении электронами. Тормозной рентгеновский спектр - сплошной, так как частица может потерять при тормозном излучении любую часть своей энергии. Он непрерывно распределён по всем длинам волн l , вплоть до коротковолновой границы $l_0 = hc/eV$ (h — постоянная Планка, c — скорость света, e — заряд бомбардирующей частицы, V — пройденная ею разность потенциалов). С возрастанием энергии частиц интенсивность тормозного рентгеновского спектра растет, а l_0 смещается в сторону коротких волн (**Рис. 16**). С увеличением порядкового номера Z атомов мишени I также растет.

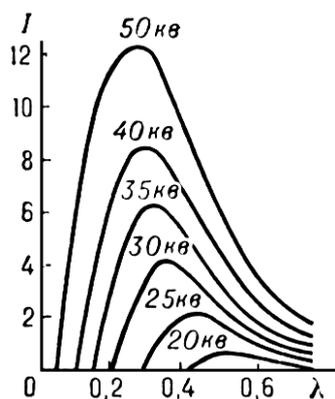


Рис. 16. Распределение интенсивности I тормозного излучения W по длинам волн l при различных напряжениях V на рентгеновской трубке.

Широкий «континуум» называют непрерывным спектром или белым излучением. Налагающиеся на него острые пики называются характеристическими рентгеновскими линиями испускания. Хотя весь спектр есть результат столкновений электронов с веществом, механизмы возникновения его широкой части и линий разные. Вещество состоит из большого числа атомов, каждый из которых имеет ядро, окруженное электронными оболочками, причем каждый электрон в оболочке атома данного элемента занимает некоторый дискретный уровень энергии. Обычно эти оболочки, или энергетические уровни, обозначают символами K , L , M и т.д., начиная от ближайшей к ядру оболочки. Когда налетающий электрон, обладающий достаточно большой энергией, соударяется с одним из связанных с атомом электронов, он выбивает этот электрон с его оболочки. Опустевшее место занимает другой электрон с оболочки, которой соответствует большая энергия. Этот последний отдает избыток энергии, испуская рентгеновский фотон. Поскольку электроны оболочек имеют дискретные значения энергии, возникающие рентгеновские фотоны тоже обладают дискретным спектром. Этому соответствуют острые пики для определенных длин волн, конкретные значения которых зависят от элемента-мишени. Так как энергии E_1 начального и E_2 конечного состояний атома квантованы, возникает линия рентгеновского спектра с частотой $\nu = (E_1 - E_2)/h$. Все возможные излучательные квантовые переходы атома из начального K -состояния образуют наиболее жесткую (коротковолновую) K -серию. Аналогично образуются L -, M -, N -серии.

Таким образом, характеристические линии образуют K -, L - и M -серии, в зависимости от того, с какой оболочки (K , L или M) был удален электрон. Соотношение между длиной волны рентгеновского излучения и атомным номером называется законом Мозли.

Если электрон наталкивается на относительно тяжелое ядро, то он тормозится, а его кинетическая энергия выделяется в виде рентгеновского фотона примерно той же энергии. Если же он пролетит мимо ядра, то потеряет лишь часть своей энергии, а остальную будет передавать попадающимся на его пути другим атомам. Каждый акт потери энергии ведет к излучению фотона с какой-то энергией. Возникает непрерывный рентгеновский спектр, верхняя граница которого соответствует энергии самого быстрого электрона. Таков механизм образования непрерывного спектра, а максимальная энергия (или минимальная длина волны),

фиксирующая границу непрерывного спектра, пропорциональна ускоряющему напряжению, которым определяется скорость налетающих электронов. Спектральные линии характеризуют материал бомбардируемой мишени, а непрерывный спектр определяется энергией электронного пучка и практически не зависит от материала мишени.

Рентгеновское излучение можно получать не только электронной бомбардировкой, но и облучением мишени рентгеновским же излучением от другого источника. В этом случае, однако, большая часть энергии падающего пучка переходит в характеристический рентгеновский спектр и очень малая ее доля приходится на непрерывный. Очевидно, что пучок падающего рентгеновского излучения должен содержать фотоны, энергия которых достаточна для возбуждения характеристических линий бомбардируемого элемента. Высокий процент энергии, приходящейся на характеристический спектр, делает такой способ возбуждения рентгеновского излучения удобным для научных исследований.

Рентгеновский спектр поглощения получают, пропуская первичное рентгеновское излучение непрерывного спектра через тонкий поглотитель. При этом распределение интенсивности по спектру изменяется - наблюдаются скачки и флуктуации поглощения, которые и представляют собой рентгеновский спектр поглощения.

4.2.2 Ускорители

Ускорители заряженных частиц – установки для получения заряженных частиц (электронов, протонов, атомных ядер, ионов) больших энергий с помощью электрического поля.

Частицы движутся в вакуумной камере; управление их движением (формой траектории) производится магнитным (реже электрическим) полем. По характеру траекторий частиц различают циклические и линейные ускорители, а по характеру ускоряющего электрического поля - резонансные и нерезонансные ускорители (последние – индукционные и высоковольтные). К циклическим относятся ускорители электронов: бетатрон, микротрон, синхротрон и ускорители тяжелых частиц (протонов и др.): циклотрон, фазотрон и протонный синхротрон. Все циклические ускорители, за исключением бетатрона, - резонансные. Линейные высоковольтные ускорители дают интенсивные пучки частиц с энергией до 30 МэВ. Самую высокую энергию электронов дают линейные резонансные ускорители (20 ГэВ), протонов – протонный синхротрон (500 ГэВ). Помимо первичных пучков ускоренных заряженных частиц, ускорители являются источником пучков вторичных частиц (мезонов, нейтронов, фотонов и т.д., получаемых при взаимодействии первичных частиц с веществом. Ускоритель – один из основных инструментов современной физики. Пучки частиц высокой энергии используются для исследования природы и свойств элементарных частиц, в физике атомного ядра и твердого тела, а также в дефектоскопии, лучевой терапии, радиационного синтеза и др.

Бетатрон – циклический ускоритель электронов, в котором электроны ускоряются вихревым электрическим полем, порожденным переменным магнитным полем. Обычно энергия электронов в бетатроне не выше 50 МэВ.

Синхротрон – ускоритель электронов с орбитой постоянного радиуса, растущим во времени магнитным полем, определяющим этот радиус, и постоянной частотой ускоряющего электрического поля. В современных синхротронах достигнуты энергии 20 ГэВ.

Синхрофазотрон (- одновременно и - фазотрон) – протонный синхротрон – ускоритель протонов с орбитой постоянного радиуса, растущим во времени магнитным полем, определяющим этот радиус, и переменной частотой ускоряющего электрического поля. Максимальная энергия протонов в современном синхрофазатроне 800 ГэВ.

Фазотрон – циклический резонансный ускоритель тяжелых заряженных частиц (протонов, дейтронов и др.), в котором управляющее магнитное поле постоянно во времени, а частота ускоряющего электрического поля меняется.

4.2.3 Нейтронные источники

Нейтронные источники – устройства, в которых идут ядерные реакции с образованием нейтронов.

Нейтроны образуются при различных ядернофизических процессах.

Любой источник излучения характеризуется:

1. Видом излучения – основное внимание уделяется наиболее часто встречающимся на практике источникам γ -излучения, нейтронов, β^- , β^+ , α -частиц.

2. Геометрией источника (формой и размерами) – геометрически источники могут быть точечными и протяженными. Протяженные источники представляют суперпозицию точечных источников и могут быть линейными, поверхностными или объемными с ограниченными, полубесконечными или бесконечными размерами. Физически точечным можно считать такой источник, максимальные размеры которого много меньше расстояния до точки детектирования и длины свободного пробега в материале источника (ослаблением излучения в источнике можно пренебречь). Поверхностные источники имеют толщину много меньшую, чем расстояние до точки детектирования и длина свободного пробега в материале источника. В объемном источнике излучатели распределены в трехмерной области пространства.

3. Мощностью и ее распределением по источнику – источники излучения наиболее часто распределяются по протяженному излучателю равномерно, экспоненциально, линейно или по косинусоидальному закону.

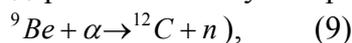
4. Энергетическим составом – энергетический спектр источников может быть моноэнергетическим (испускаются частицы одной фиксированной энергии), дискретным (испускаются моноэнергетические частицы нескольких энергий) или непрерывным (испускаются частицы разных энергий в пределах некоторого энергетического диапазона).

5. Угловым распределением излучения – среди многообразия угловых распределений излучений источников для решения большинства практических задач достаточно рассматривать следующие: изотропное, косинусоидальное, мононаправленное. Иногда встречаются угловые распределения, которые можно записать в виде комбинаций изотропных и косинусоидальных угловых распределений излучений.

Портативные нейтронные источники могут быть созданы при использовании ядер, подвергающихся спонтанному делению или тех, которые испускают нейтроны в результате ядерных реакций. Все они дают небольшие потоки.

Известно, что фотоядерные реакции ${}^2\text{H}(\gamma, n){}^3\text{H}$ и ${}^9\text{Be}(\gamma, n){}^8\text{Be}$ имеют наименьшие пороговые энергии: 2,2 и 1,63 МэВ соответственно. Поэтому смесь ${}^{124}\text{Sb}$ и Be используют в качестве источников нейтронов, поскольку радиоактивное ядро испускает γ -лучи с энергией 1,71 и 2,04 МэВ и имеет период полураспада 60 дней. Источник испускает быстрые нейтроны, которые при необходимости замедляют графитом или парафином. Источник ${}^{124}\text{Sb}$ активностью 1 кюри, запаянный в бериллиевой капсуле, может дать выход 10^4 нейтрон/(см²·с).

Портативные нейтронные источники, использующие реакцию (α, n) , дают большие потоки, но являются более дорогостоящими, чем фотоядерные. Используется реакция:



Но источник α -частиц определяется ценой, доступностью и необходимостью экранировать γ -излучения. Для этой цели были предложены полоний, радий, актиний, плутоний и америций. Из них полоний даёт наименьшее количество γ -квантов, но является летучим элементом и поэтому несколько труден в обращении. Источник испускает быстрые нейтроны с максимумом энергии в области 3-5 МэВ.

Лучшим ампульным источником является ${}^{252}\text{Cf}$, имеющий период полураспада 2,6 года. Он подвергается спонтанному делению, и источник весом 10 мг даёт $3 \cdot 10^{10}$ н/с со средней энергией нейтронов 1,5 МэВ.

Замечание. Существуют нейтронные размножители, представляющие собой подкритические урановые сборки, в 100-1000 раз увеличивающие поток Ро-Be-источника.

Пучки протонов и дейтронов из ускорителей также могут быть использованы для получения нейтронов. Наиболее эффективными реакциями конверсии являются ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$, ${}^3\text{H}(d, n){}^4\text{He}$ и ${}^9\text{Be}(d, n){}^{10}\text{B}$, но нейтроны освобождаются и при бомбардировке многих других лёгких элементов. Эти нейтроны являются более или менее моноэнергетичными при энергии бомбардирующих частиц порядка 10^6 эВ. Ускоритель Конкрофта-Уолтона даёт поток быстрых нейтронов $2 \cdot 10^{10}$ н/(см²·с), а ускоритель Ван де Граафа – поток тепловых нейтронов – $2,5 \cdot 10^8$ нейтронов. Фотоделение ${}^{235}\text{U}$ генерирует $3 \cdot 10^{17}$ н/с в импульсе продолжительностью 0,2 мксек. Эти нейтроны имеют среднюю энергию 0,8 МэВ и сопровождаются очень интенсивным потоком γ -квантов с энергией 30 МэВ от линейного ускорителя. Подобные импульсные нейтронные источники применяют для активации ядер с очень короткими периодами полураспада.

Ни один из упомянутых выше нейтронных источников нельзя сравнить по интенсивности с большим ядерным реактором, дающим потоки нейтронов порядка 10^{15} н/(см²·с). Не все нейтроны в реакторе являются тепловыми, т.е. с энергией, близкой 0,025 эВ, имеются также надтепловые нейтроны с энергией до 1 МэВ и с быстрые нейтроны с энергией выше 1 МэВ. Отношение быстрых нейтронов к медленным в активной зоне реактора зависит от типа ядерного горючего, замедлителя и геометрии системы. В активной зоне реактора обычно большой поток γ -излучения. Большинство реакторов работает при высокой температуре, что препятствует облучению жидкостей, биологических материалов и полимеров.

Российский стандарт (ГОСТ 21171-80 Генераторы нейтронов. Типы и параметры) распространяется на генераторы нейтронов, предназначенные для элементного и изотопного анализа состава веществ; радиационного воздействия на вещества с целью изменения их физических, химических свойств и изотопного состава; исследования физических и химических свойств вещества; поиска, распознавания сред, веществ и материалов и устанавливает их типы, основные параметры.

Табл. 2. Типы нейтронных генераторов в зависимости от характера изменения потока нейтронов от времени.

Тип	Наименование	Область применения
НГП	Генератор постоянного потока нейтронов	Для радиационного воздействия на вещества с целью изменения их физико химических свойств и изотопного состава, исследования физических и химических свойств веществ
НГМ	Генератор модулированного потока нейтронов	Для радиационного воздействия на вещества с целью изменения их физико химических свойств и изотопного состава, исследования физических и химических свойств веществ. Для определения элементного состава вещества, поиска и распознавания сред вещества и материалов.
НГИ	Генератор импульсного потока нейтронов	Для радиационного воздействия на вещества с целью изменения их физических и химических свойств. Для определения элементного состава вещества, поиска и распознавания сред вещества и материалов.

Табл. 3. Параметры российских нейтронных генераторов.

Основной параметр	Значение параметра для типа		
	НГП	НГМ	НГИ
1. Максимальная энергия нейтронов в мишени, МэВ	2,5±0,5; 14±1,0	2,5±0,5; 14±1,0	2,5±0,5; 14±1,0
2. Поток нейтронов, нейтр/с	[1,0; 1,5; 2,0; 2,5; 3,0; 4,0; 4,5; 5,0; 6,0; 8,0; 9,0; 10,0] × 10 ⁴ [1,0; 1,5; 2,0; 2,5; 3,0; 4,0; 4,5; 5,0; 6,0; 8,0; 9,0; 10,0] × 10 ⁵ [1,0; 1,5; 2,0; 2,5; 3,0; 4,0; 4,5; 5,0; 6,0; 8,0; 9,0; 10,0] × 10 ⁶ [1,0; 1,5; 2,0; 2,5; 3,0; 4,0; 4,5; 5,0; 6,0; 8,0; 9,0; 10,0] × 10 ⁷ [1,0; 1,5; 2,0; 2,5; 3,0; 4,0; 4,5; 5,0; 6,0; 8,0; 9,0; 10,0] × 10 ⁸ [1,0; 1,5; 2,0; 2,5; 3,0; 4,0; 4,5; 5,0; 6,0; 8,0; 9,0; 10,0] × 10 ⁹ [1,0; 1,5; 2,0; 2,5; 3,0; 4,0; 4,5; 5,0; 6,0; 8,0; 9,0; 10,0] × 10 ¹⁰ [1,0; 1,5; 2,0; 2,5; 3,0; 4,0; 4,5; 5,0; 6,0; 8,0; 9,0; 10,0] × 10 ¹¹ [1,0; 1,5; 2,0; 2,5; 3,0; 4,0; 4,5; 5,0; 6,0; 8,0; 9,0; 10,0] × 10 ¹² [1,0; 1,5; 2,0; 2,5; 3,0; 4,0; 4,5; 5,0; 6,0; 8,0; 9,0; 10,0] × 10 ¹³ [1,0; 1,5; 2,0; 2,5; 3,0; 4,0; 4,5; 5,0; 6,0; 8,0; 9,0; 10,0] × 10 ¹⁴		
3. Плотность потока нейтронов на поверхности источника излучения генератора нейтронов, нейтр/(с·см ²)	[1,0; 1,5; 2,0; 2,5; 3,0; 4,0; 4,5; 5,0; 6,0; 8,0; 9,0; 10,0] × 10 ⁴ [1,0; 1,5; 2,0; 2,5; 3,0; 4,0; 4,5; 5,0; 6,0; 8,0; 9,0; 10,0] × 10 ⁵ [1,0; 1,5; 2,0; 2,5; 3,0; 4,0; 4,5; 5,0; 6,0; 8,0; 9,0; 10,0] × 10 ⁶ [1,0; 1,5; 2,0; 2,5; 3,0; 4,0; 4,5; 5,0; 6,0; 8,0; 9,0; 10,0] × 10 ⁷ [1,0; 1,5; 2,0; 2,5; 3,0; 4,0; 4,5; 5,0; 6,0; 8,0; 9,0; 10,0] × 10 ⁸ [1,0; 1,5; 2,0; 2,5; 3,0; 4,0; 4,5; 5,0; 6,0; 8,0; 9,0; 10,0] × 10 ⁹ [1,0; 1,5; 2,0; 2,5; 3,0; 4,0; 4,5; 5,0; 6,0; 8,0; 9,0; 10,0] × 10 ¹⁰ [1,0; 1,5; 2,0; 2,5; 3,0; 4,0; 4,5; 5,0; 6,0; 8,0; 9,0; 10,0] × 10 ¹¹ [1,0; 1,5; 2,0; 2,5; 3,0; 4,0; 4,5; 5,0; 6,0; 8,0; 9,0; 10,0] × 10 ¹² [1,0; 1,5; 2,0; 2,5; 3,0; 4,0; 4,5; 5,0; 6,0; 8,0; 9,0; 10,0] × 10 ¹³		
4. Ускоряющее напряжение, кВ	[1,00; 1,12; 1,40; 1,50; 1,60; 1,80; 2,00; 3,00; 4,00; 4,50; 4,75; 5,00; 5,60; 6,00; 7,10; 7,50; 8,00; 8,50; 9,00; 9,50; 10,00] × 10 ¹ [1,00; 1,40; 1,50; 1,60; 1,80; 2,00; 3,00; 4,00; 4,50; 4,75; 5,00; 5,60; 6,00; 7,10; 7,50; 8,00; 8,50; 9,00; 9,50; 10,00] × 10 ²		
Основной параметр	Значение параметра для типа		
	НГП	НГМ	НГИ
5. Длительность импульсов нейтронного излучения, мкс		[1,0; 1,5; 2,0; 2,5; 3,0; 4,0; 4,5; 5,0; 6,0; 7,5; 8,0; 8,5; 9,0; 9,5; 10,0] × 10 ⁻³ [1,0; 1,5; 2,0; 2,5; 3,0; 4,0; 4,5; 5,0; 6,0; 7,5; 8,0; 8,5; 9,0; 9,5; 10,0] × 10 ⁻² [1,0; 1,5; 2,0; 2,5; 3,0; 4,0; 4,5; 5,0; 6,0; 7,5; 8,0; 8,5; 9,0; 9,5; 10,0] × 10 ⁻¹ [1,0; 1,5; 2,0; 2,5; 3,0; 4,0; 4,5; 5,0; 6,0; 7,5; 8,0; 8,5; 9,0; 9,5; 10,0] × 10 ⁰ [1,0; 1,5; 2,0; 2,5; 3,0; 4,0; 4,5; 5,0; 6,0; 7,5; 8,0; 8,5; 9,0; 9,5; 10,0] × 10 ¹ [1,0; 1,5; 2,0; 2,5; 3,0; 4,0; 4,5; 5,0; 6,0; 7,5; 8,0; 8,5; 9,0; 9,5; 10,0] × 10 ² [1,0; 1,5; 2,0; 2,5; 3,0; 4,0; 4,5; 5,0; 6,0; 7,5; 8,0; 8,5; 9,0; 9,5; 10,0] × 10 ³ [1,0; 1,5; 2,0; 2,5; 3,0; 4,0; 4,5; 5,0; 6,0; 7,5; 8,0; 8,5; 9,0; 9,5; 10,0] × 10 ⁴ [1,0; 1,5; 2,0; 2,5; 3,0; 4,0; 4,5; 5,0; 6,0; 7,5; 8,0; 8,5; 9,0; 9,5; 10,0] × 10 ⁵ [1,0; 1,5; 2,0; 2,5; 3,0; 4,0; 4,5; 5,0; 6,0; 7,5; 8,0; 8,5; 9,0; 9,5; 10,0] × 10 ⁶	
6. Частота следования импульсов нейтронного излучения, имп/с	—	[1,0; 1,5; 2,0; 2,5; 3,0; 4,0; 4,5; 5,0; 6,0; 7,5; 8,0; 8,5; 9,0; 10,0] × 10 ⁰ [1,0; 1,5; 2,0; 2,5; 3,0; 4,0; 4,5; 5,0; 6,0; 7,5; 8,0; 8,5; 9,0; 10,0] × 10 ¹ [1,0; 1,5; 2,0; 2,5; 3,0; 4,0; 4,5; 5,0; 6,0; 7,5; 8,0; 8,5; 9,0; 10,0] × 10 ² [1,0; 1,5; 2,0; 2,5; 3,0; 4,0; 4,5; 5,0; 6,0; 7,5; 8,0; 8,5; 9,0; 10,0] × 10 ³ [1,0; 1,5; 2,0; 2,5; 3,0; 4,0; 4,5; 5,0; 6,0; 7,5; 8,0; 8,5; 9,0; 10,0] × 10 ⁴ [1,0; 1,5; 2,0; 2,5; 3,0; 4,0; 4,5; 5,0; 6,0; 7,5; 8,0; 8,5; 9,0; 10,0] × 10 ⁵	
7. Допускаемая погрешность потока нейтронов, %	0,1; 0,2; 0,5; 1,0; 3,0; 5,0; 10,0		0,1; 0,2; 0,5; 1,0; 3,0; 5,0; 10,0; 20,0
8. Допустимое уменьшение потока нейтронов, плотности потока нейтронов выбирается из ряда:	[1,0; 2,0; 5,0; 10,0] × 10 ⁰ [1,0; 2,0; 5,0; 10,0] × 10 ¹		[1,0; 2,0; 5,0; 10,0] × 10 ¹ [1,0; 2,0; 5,0; 10,0] × 10 ²

Табл. 4. Термины, используемые в стандарте

Термин	Пояснение
Генератор нейтронов	Техническое устройство, способное испускать нейтроны и содержащее управляемый источник частиц, бомбардирующих мишень
Генератор постоянного потока нейтронов (НПП)	Генератор, поток нейтронов которого не изменяется в течение интервала времени работы
Генератор модулированного потока нейтронов (НГМ)	Генератор, поток нейтронов которого регулярно изменяется во времени работы по заданному синусоидальному или другому периодическому временному закону или сохраняется постоянным
Генератор импульсного потока нейтронов (НГИ)	Генератор, поток нейтронов которого возникает периодически с заданной частотой и скважностью, причем в промежутках между импульсами нейтроны не образуются
Поток нейтронов генератора	Количество нейтронов, испускаемых генератором в единицу времени в угол 4Пср. Примечание. Плотность потока нейтронов выражается в нейтр/м ² ·с
Плотность потока нейтронов генератора	Количество нейтронов, проходящих через единицу поверхности в единицу времени. Примечание. Плотность потока нейтронов выражается в нейтр/м ² ·с
Мишень генератора нейтронов	Элемент технического устройства, содержащий изотоп, взаимодействие которого с бомбардирующими частицами приводит к образованию нейтронов
Быстрые нейтроны	Нейтронное излучение с энергией в интервале от 200 кэВ до 20 МэВ по ГОСТ 15484
Выход нейтронов в импульсе	Количество нейтронов, испускаемых генератором за импульс в угол 4Пср. Примечание. Выход нейтронов в импульсе генератора выражается в нейтр/имп

К основным параметрам относятся: максимальная энергия нейтронов в мишени; плотность нейтронов, плотность потоков нейтронов на поверхности источника излучения генератора нейтронов; ускоряющее напряжение; длительность импульсов нейтронного излучения; частота следования импульсов нейтронного излучения; допустимое уменьшение потока нейтронов, плотности потока нейтронов; допускаемая погрешность потока нейтронов.

В нормативных документах на конкретный генератор указывается тип ядерной реакции получения нейтронов, метод измерения потока быстрых нейтронов с энергией 14 МэВ и методика расчёта, а также выход нейтронов в импульсе.

Профессор
И.Н.Бекман

ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

Лекция 14. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЕЩЕСТВОМ

Проблемой взаимодействия ядерного излучения с веществом занимаются такие науки, как радиационная физика, радиационная химия, радиология и др.

Радиационная физика – занимается исследованием процессов переноса ядерных излучений через вещество. Существенное внимание уделяется процессам прохождения и отражения (альбедо) излучения и всевозможным ядерным реакциям между излучением и элементами, составляющими вещество, оценке угловых и энергетических распределений рассеянного и образовавшегося в защитной среде вторичного нейтронного и фотонного излучения, методологии измерений нейтронного и фотонного излучений. Физические исследования направлены на расчеты доз, поглощенных конструкционными материалами, и на расчет оптимальных конструкций защитных барьеров.

Радиационная химия - область химии, в которой изучаются химические процессы, возбуждаемые действием ионизирующих излучений. Основное применение: радиационная модификация веществ и материалов; разработка способов их защиты от разрушения; использование ионизирующих излучений в химической технологии для радиационно-химического синтеза органических, в том числе высокомолекулярных веществ и др.

Радиобиология - наука о действии всех видов ионизирующих излучений на организмы и их сообщества. Радиобиология занимается оценкой доз, получаемых изысканием различных средств защиты организма от излучений и путей его пострadiационного восстановления от повреждений, прогнозированием опасности для человечества повышения уровня радиации окружающей среды, изысканием новых путей использования ионизирующих излучений в медицине, сельском хозяйстве, пищевой и микробиологической промышленности.

Некоторые аспекты взаимодействия излучения используются в радиометрии, ядерной медицине, радиоэкологии, экологической радиохимии, радиогеохимии и других разделах науки и техники.

В данной лекции мы рассмотрим особенности поглощения таких видов излучений, как пучки ускоренных протонов, альфа частиц, нейтронов, электронов, гамма- и рентгеновского излучения твердыми телами.

1. ПРОХОЖДЕНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ СКВОЗЬ ВЕЩЕСТВО

1.1 Терминология: взаимодействие ионизирующих излучений со средой

Энергия излучения, переданная веществу, - разность между суммарной энергией всех заряженных и незаряженных частиц (без учета энергии покоя), входящих в данный объем вещества, и суммарной энергией всех частиц, выходящих из этого объема, плюс изменение энергий, связанное с массой покоя частиц при ядерных превращениях, происходящих в объеме.

Сечение взаимодействия ионизирующих частиц (сечение взаимодействия) - вероятность взаимодействия ионизирующих частиц с одним атомом, электроном, ядром атома или всеми атомами (электронами, ядрами), находящимися в данном объеме вещества.

Замечание. Вероятность взаимодействия характеризуется площадью поперечного сечения такой воображаемой сферы, условно приписываемой бомбардируемой частице (атому, электрону, ядру), проходя через которую бомбардирующие частицы участвуют в реакциях или процессах взаимодействия определенного типа с бомбардируемой частицей. Это сечение взаимодействия часто называют парциальным.

Полное сечение взаимодействия - сумма всех сечений взаимодействия, ионизирующих частиц данного вида, соответствующих различным процессам или реакциям.

Замечание. Указанные сечения взаимодействия, отнесенные к одному атому, электрону или ядру атома, называют микроскопическими, а отнесенные ко всем атомам (электронам, ядрам атомов), находящимся в единице объема вещества (т. е. к концентрации частиц-мишеней), называют макроскопическими.

Линейный коэффициент ослабления - полное макроскопическое сечение взаимодействия косвенно ионизирующих частиц или отношение доли u dN/N косвенно ионизирующих частиц, испытавших взаимодействие при прохождении пути dl в веществе к длине этого пути: $\mu = \mu/\rho(dN/dl)$.

Замечание. Массовый коэффициент ослабления излучения μ_m , на единице массы вещества выражается через линейный коэффициент μ и атомный коэффициент μ_a : $\mu_m = \mu_a(N_A/A)$.

Слой половинного ослабления излучения - толщина слоя вещества, ослабляющего узкий (или широкий) пучок мононаправленного излучения в 2 раза: $\Delta_{1/2}$.

Длина релаксации - толщина l слоя вещества, ослабляющего пучок мононаправленного излучения в e раз (e - основание натуральных логарифмов): $l = \Delta_{1/2}/0,693$.

Примечание. Для нейтронов обычно используют длину релаксации, измеренную в геометрии широкого пучка.

Линейный коэффициент передачи энергии μ_{tr} - отношение доли энергий $d\omega/\omega$ косвенно ионизирующего излучения (исключая энергию покоя частиц), которая преобразуется в кинетическую энергию заряженных частиц при прохождении элементарного пути dl в веществе, к длине этого пути: $\mu_{tr} = (1/\omega) (d\omega/dl)$

Примечание. Массовый коэффициент передачи энергии $\mu_{tr,m}$, выражается через линейный: $\mu_{tr,m} = \mu_{tr}/\rho$, где ρ - плотность вещества.

Линейный коэффициент поглощения энергии μ_{en}^* - произведение линейного коэффициента передачи энергии μ_{tr} , на разность между единицей и долей g энергии вторичных заряженных частиц, переходящей в тормозное излучение в данном веществе: $\mu_{en}^* = \mu_{tr} (1 - g)'$

Примечание. Массовый коэффициент поглощения энергии $\mu_{en,m}$ выражается через линейный: $\mu_{en,m} = \mu_{en}^*/\rho = \mu_{tr,m} (1 - g)$.

1.2 Типы взаимодействия излучения с веществом

Процесс прохождения **ионизирующего излучения**, несущего большой запас энергии, через вещество, оставляет свой след в виде изменений структуры вещества.

Ионизирующее излучение (радиация) – поток частиц или квантов электромагнитного излучения, взаимодействие которого с веществом приводит к ионизации и возбуждению его атомов и молекул. К ионизирующему излучению относятся потоки электронов, позитронов, протонов, дейтронов, α -частиц и др. заряженных частиц, а также потоки нейтронов, рентгеновское и гамма-излучение.

При прохождении через вещество частицы взаимодействуют с атомами, из которых оно состоит, т.е. электронами и атомными ядрами (или нуклонами ядер). Характер взаимодействия излучения с веществом зависит от его вида, энергии, плотности потока, а также от физических и химических свойств самого вещества. Ядерные реакции с веществом происходят при взаимодействии с нейтронным излучением. Существенно заметное протекание ядерных реакций на ядрах атомов вещества возможно лишь при значительных потоках α - и β -частиц, γ -квантах больших энергий (более 1,02 МэВ) и при наличии в веществе ядер с большими сечениями конкретных ядерных реакций (например, фотоядерных). В большинстве же случаев энергия ионизирующего излучения расходуется на взаимодействие с электронными оболочками всех атомов вещества.

Взаимодействие ионизирующего излучения с веществом бывает двух типов: **упругое** и **неупругое**.

Упругое рассеяние частиц – процесс столкновения частиц, в результате которого меняются только их импульсы, а внутреннее состояние остаются неизменным.

Неупругое рассеяние частиц – столкновение частиц, приводящее к изменению их внутреннего состояния, превращению в другие частицы или дополнительному рождению новых частиц.

Ионизирующие излучения в виде α - и β -частиц при неупругом взаимодействии с электронными оболочками атомов среды сопровождается потерей энергии ионизирующего излучения на ионизацию и возбуждение атомов среды, т.е. оказывает прямое ионизирующее действие на вещество, в котором распространяется. Взаимодействие β -излучения с электронными оболочками атомов среды иногда называют косвенно ионизирующим излучением.

Количественно ионизирующее действие излучения характеризуют удельной ионизацией. Отметим, что удельная ионизация, создаваемая γ -излучением, приблизительно в $5 \cdot 10^4$ раз меньше удельной ионизации от α -частиц и 50 раз меньше удельной ионизации от β -частиц такой же энергии. Для количественной характеристики энергии ионизирующего излучения, поглощенной в единице массы облучаемого вещества, введена величина, называемая поглощенной дозой ионизирующего излучения. В зависимости от поглощенной дозы ионизирующего излучения нарушается структура вещества, в частности, степень действия ионизирующего излучения на конструкционные материалы и другие объекты.

От характера взаимодействия ионизирующего излучения с конкретным веществом зависит проникающая способность ионизирующего излучения. Эта величина имеет важное значение для решения ряда задач: прогностического расчета изменения свойств конструкционных материалов, защиты от ионизирующего излучения, регистрации излучения и др.

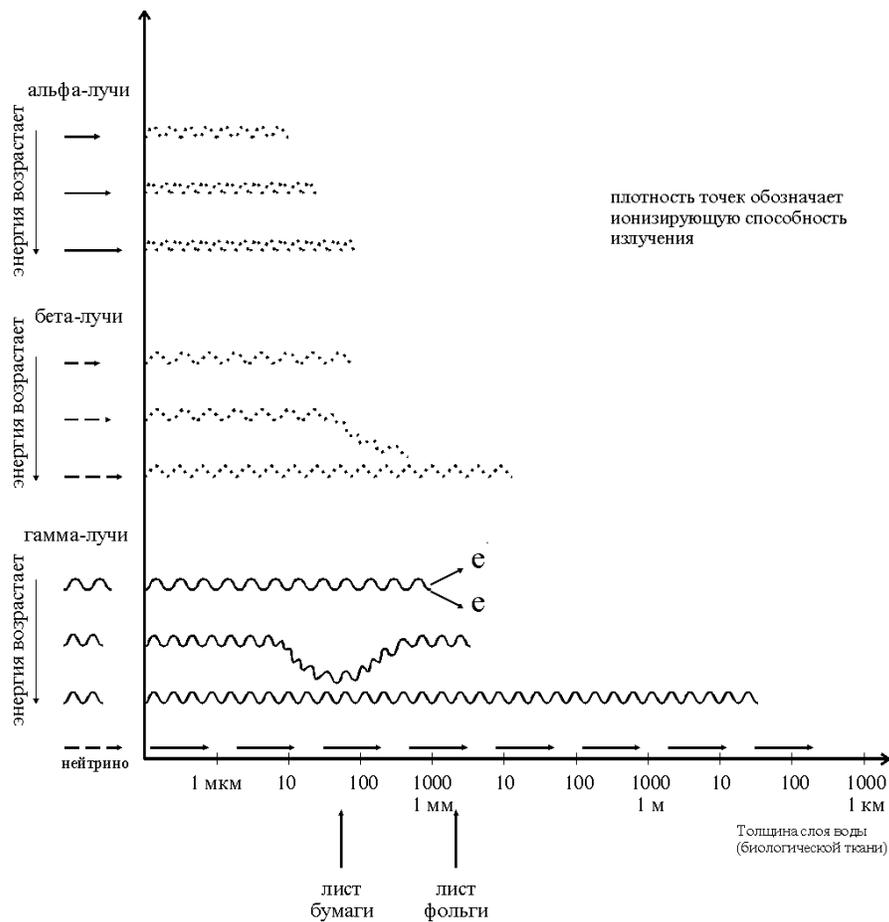


Рис. 1. Схема, иллюстрирующая ионизирующую способность и проникновение различных видов излучений в вещество (биологическая ткань, вода)

1.3 Ионизация и возбуждение

Ионизация и возбуждение - первый результат действия излучения на вещество.

Ионизация – превращение атомов или молекул в положительные ионы в результате отрыва одного или нескольких электронов.

Ионизации также могут подвергаться положительные ионы, что приводит к увеличению кратности их заряда. Энергия, необходимая для отрыва электрона, называется энергией ионизации. Ионизация происходит при поглощении электромагнитного излучения (фотоионизация), при нагревании газа (термическая ионизация), при воздействии электрического поля (полевая ионизация), при столкновении частиц с электронами,

ионами, атомами (столкновительная ионизация) и др. Нейтральные атомы и молекулы могут в особых случаях присоединять электроны, образуя отрицательные ионы.

Возбужденное состояние квантово-механической системы – неустойчивое состояние с энергией, превышающей энергию основного состояния.

Энергия излучения, проходящего через вещество, теряется при столкновениях главным образом с электронами. Электрон в атоме движется и удерживается на том или ином расстоянии от ядра благодаря действию двух равных, но противоположных сил - силы притяжения между отрицательно заряженным электроном и положительным ядром и центробежной силой отталкивания, возникающей в результате движения вокруг ядра. Если электрон при столкновении с частицей излучения получил значительное ускорение, он может преодолеть силу притяжения к ядру и покинуть атом и молекулу. Молекула при этом превращается в положительный ион. Процесс потери электрона атомом или молекулой называют ионизацией, а ядерные излучения по этой причине часто называют ионизирующими. Если же ускорение недостаточно для ионизации, результатом столкновения явится изменение «орбиты» такого электрона, увеличение расстояния электрона от ядра, т.е. увеличение потенциальной энергии электрона, «возбуждение» атома или молекулы. Получившуюся при этом молекулу называют электронно-возбужденной или просто возбужденной. Такой процесс могут вызывать не только ионизирующие излучения, но и свет.

Ионы, выбитые электроны и возбужденные молекулы - вот что в первый момент оставляют на своем пути излучения. Этот первый результат действия излучения на молекулу можно символически записать так: $M \rightarrow M^+ + e$, $M \rightarrow M^*$, понимая под M молекулу, электрон которой удален в результате столкновения с частицей излучения; M^+ - ион, получившийся при этом, который называют молекулярным, а M^* - возбужденная молекула, символ \rightarrow обозначает действие излучения. Время жизни этих первичных продуктов действия излучения на вещество крайне мало - 10^{-12} - 10^{-6} сек и лишь в некоторых случаях несколько больше, однако их существование надежно доказано, а поведение изучается экспериментально.

Доказательством образования заряженных частиц - ионов и электронов - является тот факт, что вещества, обычно являющиеся изоляторами - воздух, стекло, пластики - в поле излучения становятся проводниками электричества и, в тем большей степени, чем больше интенсивность излучения. Стоит облучение прекратить, и проводимость резко упадет.

2. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ТЯЖЕЛЫХ ЧАСТИЦ С ВЕЩЕСТВОМ

При попадании излучения на вещество, часть излучения отражается от вещества (альбедо), а часть рассеивается в самом веществе. В данной главе мы рассмотрим последний процесс.

Взаимодействие частиц (протонов, дейтронов, альфа-частиц, нейтронов) с веществом зависит от их типа, заряда, массы и энергии. Заряженные частицы ионизируют атомы вещества, взаимодействуя с атомными электронами. Высокоэнергетичные частицы, стабилизируясь в веществе, передают им свою энергию, вызывая ионизацию. Взаимодействие частиц зависит от таких характеристик вещества как плотность, атомный номер вещества, средний ионизационный потенциал вещества.

Каждое взаимодействие приводит к потере энергии частицей и изменению траектории её движения. В случае узкого пучка заряженных частиц с кинетической энергией E проходящих слой вещества их энергия уменьшается по мере прохождения вещества, разброс энергий увеличивается. Пучок расширяется за счет многократного рассеяния.

Между проходящей в среде частицей и частицами вещества (электронами, атомными ядрами) могут происходить различные реакции. Как правило, их вероятность заметно меньше, чем вероятность ионизации. Однако реакции важны, в тех случаях, когда взаимодействующая с веществом частица является нейтральной. Например, нейтрино можно зарегистрировать по их взаимодействию с электронами вещества детектора или в результате их взаимодействия с нуклонами ядра. Нейтроны регистрируются по протонам отдачи или по ядерным реакциям, которые они вызывают.

К тяжелым частицам относятся частицы, массы которых в сотни раз больше массы электрона. В веществе быстрые заряженные частицы взаимодействуют с электронными оболочками и ядрами атомов. Под столкновением зарядов будем понимать электрическое взаимодействие частиц. Столкновения тяжелых частиц с ядрами очень редки, так как ядро занимает относительно малый объем в атоме. Поэтому они мало влияют на торможение тяжелых частиц веществом. В результате взаимодействия с быстрой заряженной частицей электрон получает дополнительную энергию и переходит на один из удаленных от ядра энергетических уровней или совсем покидает атом. В первом случае происходит возбуждение, во втором – ионизация атома. При прохождении вблизи атомного ядра быстрая частица испытывает торможение в его электрическое поле. Торможение заряженных частиц сопровождается испусканием квантов тормозного рентгеновского излучения. Наконец, возможно упругое и неупругое соударение заряженных частиц с атомными ядрами. Тяжелые заряженные частицы, ускоренные до высоких энергий, взаимодействуют с электронами атомных оболочек, вызывая ионизацию атомов.

Дифференциальное сечение упругого рассеяния нерелятивистской заряженной частицы в кулоновском поле ядра-мишени описывается формулой Резерфорда

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left[\frac{Z_1 Z_2 e^2}{4E_\alpha} \right]^2 \frac{1}{\sin^4 \frac{\theta}{2}} \quad (2)$$

где σ - полное поперечное сечение рассеяния для рассеяния на любые углы, Ω - полный телесный угол, Z_1 и Z_2 - заряды налетающей частицы и ядра-мишени, e - элементарный заряд, E_α - кинетическая энергия налетающей частицы, θ - угол рассеяния.

2.1 Взаимодействие заряженной частицы с электроном

Рассмотрим элементарную схему взаимодействия заряженной частицы с одним электроном.

Пусть **тяжелая частица** с зарядом $q=ze$ пролетает со скоростью v на расстоянии r от свободного (несвязанного) электрона с массой m_e и зарядом $-e$ (**Рис.2**). Если скорость электрона намного меньше скорости частицы, то его можно считать покоящимся. Во время движения частицы на покоящийся электрон действует кулоновская сила:

$$F = b_0 * \frac{qe}{\epsilon r^2} \quad (1)$$

где r - расстояние между зарядами, зависящее от времени; $b_0 = 9 \cdot 10^9$ м/ф - постоянная, характеризующая взаимодействие зарядов в вакууме; ϵ - относительная диэлектрическая проницаемость среды, показывающая, во сколько раз сила взаимодействия в среде меньше, чем в вакууме.

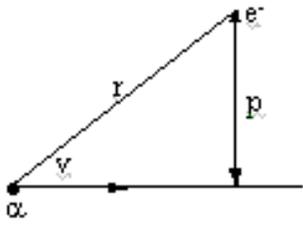


Рис.2. Схема столкновений заряженной частицы α с электроном e^- .

Кулоновская сила направлена вдоль радиуса r . Положительно заряженная частица притягивает электрон, и он начинает двигаться по направлению к траектории частицы. Отрицательно заряженная частица, наоборот, удаляет электрон от траектории. Так как масса тяжелой частицы намного больше массы электрона, то частица после столкновения с электроном почти не изменяет направление своего движения.

Энергетические потери частицы за одно столкновение с электроном:

$$\Delta E \approx \frac{b_0 q^2 e^2}{\epsilon m_e v^2} * \frac{1}{d} \quad (2)$$

где d - кратчайшее расстояние электрона до траектории частицы (параметр столкновения). Энергетические потери пропорциональны квадрату заряда частицы. С увеличением скорости время взаимодействия частицы с электроном, а вместе с ним и потери энергии на одно столкновение уменьшаются. Энергетические потери не зависят от массы частицы. Минимальные неупругие потери ограничиваются энергией возбуждения электрона в атоме. Частица может передать электрону порцию энергии, которая переводит его на один из возбужденных уровней атома. Вследствие этого, начиная с некоторого параметра столкновения $d > d_0$, частица взаимодействует не с отдельным электроном, а со всем атомом в целом. В этом случае происходит упругое столкновение частицы с атомом. Максимальный параметр столкновения d_0 , при котором атом возбуждается или ионизируется, зависит от порядкового номера Z , т.е. от степени связанности электронов в атоме.

В предположении, что масса частицы $M \gg m_e$, взаимодействие ее с электроном приведет к тому, последний получит импульс в направлении, перпендикулярном к линии полета частицы,

$$\Delta p_{\perp} = \frac{2ze^2}{rv} \quad (3)$$

Кинетическая энергия, соответствующая этому импульсу, равна

$$\Delta E = \frac{\Delta p_{\perp}^2}{2m_e} = \frac{2z^2 e^2}{m_e v^2} * \frac{1}{r^2} \quad (4)$$

Такую энергию приобретает электрон, если мимо него на расстоянии r проходит заряженная частица с зарядом ze , двигающаяся со скоростью v . Такую же энергию теряет заряженная частица.

2.2 Ионизация и возбуждение атома

Полные потери энергии частицы при ее движении в среде определяются двумя процессами: возбуждение атомов мишени и их ионизация.

Для расчета потерь на возбуждение обычно делается упрощающее предположение: атом мишени представляется как система только с двумя возбужденными состояниями, энергии которых равны соответственно E_1 и E_2 , относительно основного состояния. Взаимодействие частицы с атомом в этом случае может приводить к **возбуждению** с потерей энергии E_1 или E_2 , или к **ионизации**, с потерей энергии распределенной в соответствии с функцией $g(E) \sim \frac{1}{E^2}$:

$$g(E) = \frac{(E_{\max} + I)I}{E_{\max}} \frac{1}{E^2}. \quad (5)$$

Макроскопическое сечение возбуждения ($i = 1, 2$) может быть оценено как

$$\Sigma_i = \frac{\Delta E_{BB}}{\Delta x} (1-r) \frac{f_i}{E_i} \frac{\ln \frac{E_{\max}}{E_i} - \beta^2}{\ln \frac{E_{\max}}{I} - \beta^2}, \quad (6a)$$

а макроскопическое сечение ионизации есть

$$\Sigma_3 = \frac{\Delta E_{BB}}{\Delta x} r \frac{E_{\max}}{I(E_{\max} + I) \ln \left(\frac{E_{\max} + I}{I} \right)}. \quad (66)$$

E_{\max} – максимальная энергия которая может быть передана электрону частицей:

$$E_{\max} = \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{1 + 2\gamma \frac{m_e}{M} + \left(\frac{m_e}{M} \right)^2}, \quad (7)$$

где m_e масса электрона, а M – масса налетающей частицы. I – средняя энергия возбуждения, которая может быть оценена как $I = 16 \cdot Z^{0.9} \text{ eV}$, E_i – уровни энергии атома, f_i – энергия осциллятора, ΔE_{BB} – средние потери энергии после пересечения мишени, вычисляемые в соответствии с уравнением Бете-Блоха (см. ниже), и Δx – толщина мишени.

Максимальная энергия, которая может быть передана в одном акте взаимодействия тяжелой частицей, движущейся со скоростью $v \ll c$, неподвижному электрону, примерно равна

$$E_{\max} = 2m_e v^2. \quad (8)$$

Количество элементарных событий n_i после однократного пересечения частицей мишени:

$$n_i = \Sigma_i \Delta x. \quad (9)$$

r ($0 \leq r \leq 1$) является параметром модели и определяет относительный вклад процессов возбуждения и ионизации в полные потери энергии. При высокой энергии налетающих частиц должны преобладать потери на ионизацию и $r = 1$.

Параметры f_i , E_i удовлетворяют условиям $f_1 + f_2 = 1$; $f_1 \ln E_1 + f_2 \ln E_2 = \ln I$

$$f_2 = \begin{cases} 0, & \text{if } Z \leq 2 \\ 2/Z, & \text{if } Z > 2 \end{cases}, f_1 = 1 - f_2 \quad (10)$$

$$E_2 = 10 \cdot Z^2 \text{ eV}, E_1 = \left(\frac{I}{E_2^{f_2}} \right)^{1/f_1}. \quad (11)$$

При таких значениях уровень атома E_2 соответствует примерно энергии К-оболочки, а Zf_2 – количество электронов в ней.

Потери энергии на возбуждение равны

$$\Delta E_e = n_1 E_1 + n_2 E_2, \quad (12)$$

где n_1 и n_2 – целые числа случайные числа, распределенные в соответствии с законом Пуассона.

Потери энергии на ионизацию вычисляются как

$$\Delta E_{ion} = \sum_{i=1}^{n_3} \frac{I}{1 - g \xi_i} \quad (13)$$

n_3 – целое случайное число, распределенные в соответствии с законом Пуассона, ξ_i – случайные числа, равномерно распределенные от 0 до 1, $g = \frac{E_{\max}}{E_{\max} + I}$.

Полные потери энергии ΔE_{total} вычисляются как сумма потерь на возбуждение (12) и ионизацию (13).

2.3 Тормозная способность

Энергетические потери заряженной частицы в неупругих (возбуждение и ионизация) и упругих столкновениях с атомами принято относить к **ионизационным потерям**. Они характеризуются удельной ионизацией, равной числу ионных пар (электрон, ион), возникающих на единицы пути частицы. На создание одной ионной пары в веществе все заряженные частицы тратят в среднем одинаковую энергию, из которой одна половина идет на ионизацию, а другая – на возбуждение и на упругие столкновения с молекулами. Например, заряженные частицы расходуют на образование одной ионной пары в воздухе 34 эВ. Из этой энергии на ионизацию молекулы идет около 15 эВ, а остальные 19 эВ – на возбуждение и упругие столкновения.

Удельные ионизационные потери представляют собой отношение энергии ΔE заряженной частицы, теряемой на ионизацию среды при прохождении отрезка Δx , к длине этого отрезка. Удельные потери энергии возрастают с уменьшением энергии частицы и особенно резко перед ее остановкой в веществе (пик Брэгга). Кривая Брэгга для ускоренных протонов приведена на **Рис.4**, а для α -частиц – на **Рис.3**.



Рис. 3. Изменение удельной ионизации при торможении α -частиц в воздухе (кривая Брэгга).

Выше мы рассмотрели взаимодействие тяжелой частицы с отдельным электроном.

В результате взаимодействия со всеми электронами заряженная частица потеряет кинетическую энергию

$$dE = \frac{4\pi n_e z^2 e^2}{m_e v^2} \frac{dr}{r} dx, \quad (14)$$

где n_e – плотность электронов.
а на единице длины –

$$\frac{dE}{dx}(r) = \frac{4\pi n_e z^2 e^4}{m_e v^2} \frac{dr}{r} \quad (15)$$

Удельная потеря энергии заряженной частицей на ионизацию пропорциональна квадрату заряда частицы, концентрации электронов в среде, некоторой функции от скорости $\phi(v) \sim 1/v$ и не зависит от массы частицы M

$$\frac{dE}{dx} \approx z^2 n_e \phi(v). \quad (16)$$

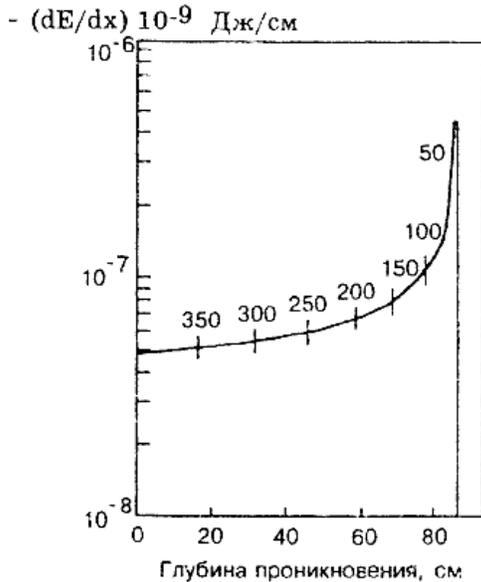


Рис. 4. Зависимость тормозной способности биологической ткани для протонов с начальной энергией 400 МэВ от глубины проникновения протонов в слой вещества. Численные значения над кривой - энергия протона (в МэВ) на различной глубине проникновения. В конце пробега - пик Брэгга.

Удельную ионизацию нетрудно подсчитать по удельной потере энергии $(dE/dx)_u$, которая равна изменению кинетической энергии частицы на единице пути в веществе. Число ионных пар на единице пути равно удельной потере энергии, деленной на средние затраты энергии в веществе на образование одной ионной пары:

$$n_u = \frac{1}{\varepsilon} * \left(\frac{dE}{dx} \right)_u \quad (17)$$

Если пролетающая через вещество частица имеет энергию большую, чем энергия связи электрона в атоме, удельные ионизационные потери энергии для тяжелых заряженных частиц описываются **формулой Бете-Блоха**:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi n Z^2 e^4}{m_e v^2} \left[\ln \frac{2m_e c^2 \beta^2}{\bar{I}} - \ln(1 - \beta^2) - \beta^2 \right] \text{ эрг/см}^2, \quad (18)$$

где m_e - масса электрона ($m_e c^2 = 511$ кэВ - энергия покоя электрона); c - скорость света; v - скорость частицы; $\beta = v/c$; Z - заряд частицы в единицах заряда позитрона; n - плотность электронов в веществе; \bar{I} - средний ионизационный потенциал атомов вещества среды, через которую проходит частица. $\bar{I} = 13.5 \text{ эВ} * Z'$, где Z' - заряд ядер вещества среды в единицах заряда позитрона.

Замечание. Формулу Бете-Блоха часто записывают в виде:

$$\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi N_A Z z^2 e^4}{m_e c^2 \beta^2 A} \left[\ln \frac{2m_e c^2 \beta^2}{I(1 - \beta^2)} - \beta^2 \right], \quad (18a)$$

где N_A – число Авогадро, Z и A – и атомный номер и массовое число вещества, I – его *средний потенциал ионизации*, z – заряд (в единицах e) ионизирующей частицы, β – её скорость (в единицах скорости света c), e и m_e – заряд и масса электрона.

Основные закономерности, вытекающие из формулы Бете-Блоха, таковы:

1. Потери не зависят от массы, квадратично зависят от заряда частицы и являются функцией её скорости:

$$\frac{dE}{dx} = z^2 f(\beta)$$

2. Эта универсальная для всех частиц функция в области малых скоростей $\beta \ll 1$ (но больших по сравнению с «внутриатомными скоростями» электронов) изменяется как $1/\beta^2$, т.е. по мере замедления *нерелятивистской* частицы её торможение резко усиливается. С ростом β функция достигает (при $\gamma \sim 3\div 4$) минимума. Поэтому умеренно релятивистскую частицу иногда называют «минимально ионизирующей». При дальнейшем росте β потери медленно ($\sim \ln \gamma$) растут.

3. Зависимость dE/dx от свойств среды главным образом определяется отношением Z/A , близким к $1/2$ для большинства веществ. В этом состоит практическая выразительность плотности потерь в единицах «толщины», а не длины. Влияние среднего потенциала ионизации I , стоящего «под логарифмом», мало. Для *однозарядной минимально ионизирующей частицы* потери составляют от 1 до 2 МэВ $см^2/g$.

Замечание. Довольно быстро было замечено, что необходимы поправки к формуле Бете-Блоха, чтобы точно описать экспериментальные данные. Для вычисления средних потерь энергии **релятивистских тяжелых ионов** на единицу длины следует использовать формулу Бете - Блоха с поправками: поправка Мотта и Блоха - при умеренно релятивистских энергиях, поправка на плотность и поправка Линдхарда - Соренсена на конечный размер ядра-снаряда - при высоких энергиях.

Удельные потери энергии прямо пропорциональны числу электронов вещества и квадрату заряда частицы теряющей энергию на ионизацию и обратно пропорциональны квадрату скорости тяжелой частицы. Удельные потери энергии не зависят от массы m проходящей через вещество частицы (при условии $m \gg m_e$), но существенно зависят от скорости частицы. Удельные потери энергии линейно зависят от плотности атомных электронов n . Ионизационные удельные потери энергии в двух веществах относятся друг к другу как порядковые номера этих веществ:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{z_1} : \left(\frac{dE}{dx}\right)_{z_2} = Z_1 : Z_2 \quad (19)$$

Так, ионизационные потери протона в свинце ($Z = 82$) примерно в 16 раз больше, чем в углероде ($Z = 6$).

Если частица движется в веществе, состоящем из нескольких сортов атомов, то удельные потери энергии принято характеризовать эффективным порядковым номером $Z_{эф}$. Он равен порядковому номеру однородного вещества, в котором удельные потери такие же, как и в неоднородном веществе. Эффективный порядковый номер вводят для удобства расчетов. Он может быть не равным целому числу, как у элементов. Так, воздуху приписывается $Z_{эф} = 7.64$.

Потери энергии ведут к замедлению частицы при взаимодействии с мишенью. Флуктуации потерь энергии для каждой отдельной частицы, вызванные случайным характером процесса, ведут к уширению разброса по импульсу. Статистический характер процесса ионизации приводит к значительным флуктуациям ионизационных потерь. В частном случае при взаимодействии с тонкой мишенью, форма распределения по импульсу близка к гауссовой. Флуктуации пар ионов можно описать распределением Пуассона только в первом приближении. Коррекция отклонение от закона Пуассона осуществляется фактором Фано, который равен отношению реальной дисперсии числа пар носителей к дисперсии по Пуассону.

Для определенной среды и частицы с данным зарядом Z величина dE/dx является функцией только кинетической энергии: $dE/dx = \varphi(E)$. Проинтегрировав это выражение по всем значениям E от 0 до E_{max} , можно получить полный пробег частицы, то есть полный путь R , который заряженная частица проходит до остановки и полной потери кинетической энергии:

$$R = \int_0^{E_{max}} \frac{dE}{\varphi(E)} \quad (20)$$

здесь dE/dx - удельные потери энергии в веществе, в случае α -распада $E_{max} = E_0$ - начальной энергии α - частицы.

Основная часть ионизации происходит в две стадии. На первой стадии падающая частица непосредственно выбивает из атомов электроны. Это так называемая *первичная* ионизация. Спектр кинетической энергии первичных электронов быстро падающий: $dN/dT \sim 1/T^2$.

Достаточно энергичные из них (кэВ- и даже МэВ-ные), называемые δ -электронами, в свою очередь производят *вторичную* ионизацию. Полный пробег R_T δ -электрона в веществе, измеренный вдоль его траектории, может быть вычислен интегрированием формулы Бете-Блоха на длине $l=R_T$ и приравниванием полученного интеграла и начальной энергии.

По мере ионизационного торможения электроны испытывают также весьма значительное угловое рассеяние, так что процесс их распространения подобен диффузии. Поэтому для характеристики толщины вещества, на которую *эффективно* проникают электроны и которая существенно меньше полного пробега, используется т.н. *практический пробег* R_p . Для тонких детекторов δ -электроны могут вылетать за пределы чувствительной области, уменьшая тем самым детектируемые ионизационные потери. Пробег слабо зависит от геометрии поглотителя и его состава (за исключением водорода и тяжелых элементов).

Полное число ион-электронных пар, произведенное в результате первичной и вторичной ионизации, пропорционально ионизационным потерям и меняется в широких пределах для разных веществ. Так, на образование одной пары в газообразном аргоне требуется в среднем 26 эВ, а в полупроводнике всего ~ 3 эВ.

2.4 Пробег

Тяжелые заряженные частицы взаимодействуют в основном с атомными электронами и мало отклоняются от направления своего первоначального движения. Поэтому, пробег тяжелой частицы R измеряют расстоянием по прямой от источника частиц до точки их остановки. Пробег измеряется в единицах длины (м, см, мкм) или длины, умноженной на плотность ($\text{г}/\text{см}^2$). Длина пробега частицы зависит от её заряда, массы, начальной энергии, а также от свойств среды, в которой частица движется. Пробег увеличивается с возрастанием начальной энергии, массивные частицы обладают меньшими скоростями, чем легкие. Медленно движущиеся частицы взаимодействуют с атомами более эффективно и быстрее растрачивают имеющуюся у них энергию.

Остановимся несколько подробнее на пробеге α -частиц в веществе.

Заряженная частица проходит в веществе некоторое расстояние, прежде чем она потеряет всю свою кинетическую энергию. Численное значение проникающей способности α -излучения соответствует пробегу α -частицы. Пробегом α -частицы называют длину траекторий (трека), по которой движется частица в веществе с момента входа в вещество до полной стабилизации. Величина пробега определяется удельными потерями энергии. Чем больше плотность атомных электронов и заряд частицы, тем выше эти потери и тем меньше пробег частицы в веществе. Тяжелые заряженные частицы, взаимодействующие в основном с атомными электронами, мало отклоняются от направления своего первоначального движения – треки прямолинейны. Поэтому пробег тяжелой частицы измеряют расстоянием по прямой от источника частиц до точки ее остановки.

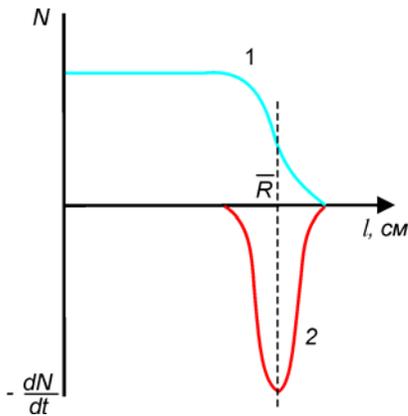


Рис.5. Зависимость числа α -частиц от расстояния до источника. 1 – число α -частиц на расстоянии l ; 2 – $-dN/dl$ – число α - частиц с пробегом l ; R – средний пробег α -частиц.

α -излучение характеризуется малой проникающей способностью и сильным ионизирующим действием. α -частицы, обладающие значительно большей массой, при столкновениях с электронами атомных оболочек испытывают очень небольшие отклонения от своего первоначального направления и движутся почти прямолинейно. Пробеги α -частиц в веществе очень малы. Например, у α -частицы с энергией 4 МэВ длина пробега в воздухе примерно 2,5 см, в воде или в мягких тканях животных и человека – сотые доли миллиметра.

Распределение числа α - частиц по толщине слоя поглощающего газа представлено на **Рис.5**. В результате неоднородности поглощающего энергию α -частиц вещества, не все α -частицы с равной начальной энергией имеют одинаковый пробег, поэтому более точное определение величины пробега α -частиц производится дифференцированием кривой 1, показывающей распределение числа стабилизировавшихся α -частиц по длине пути. Абсцисса максимума дифференциальной кривой 2 даёт значение среднего пробега α -частиц в веществе.

Параметр столкновения α - частиц с электронами имеет вероятностный характер и отсюда пробеги α - частиц в веществе имеют некоторый разброс. Незначительная часть α - частиц проникает дальше других от источника. Измеряя пробег α -частицы в веществе, например в воздухе, можно определить её энергию. Средний пробег R_α моноэнергетических α - частиц обычно рассчитывают по эмпирическим формулам. В воздухе при нормальных условиях:

$$R_\alpha = a * E_\alpha^m \quad (21)$$

где R_α - пробег в см; E_α - кинетическая энергия α - частиц в МэВ, m – показатель степени.

Для α - частиц, испускаемых естественными α - излучателями ($4 < E_\alpha < 9$ МэВ), $a=0.318$, $m = 1.5$. Для α - частиц с более высокими энергиями $E_\alpha \leq 200$ (МэВ) $a = 0.148$, $n = 1.8$. Так, α - частицы с энергиями $E_\alpha=5$ МэВ пробегают в воздухе расстояние 3.51 см, а с энергией $E_\alpha=30$ МэВ - 68 см. Отношение линейных пробегов двух типов частиц, начинающих движение в воздухе с одинаковыми скоростями, пропорционально отношению удельных потерь энергии частиц:

$$\frac{R_1}{R_2} = \frac{m_1}{m_2} * \left(\frac{Z_2}{Z_1} \right)^2 \quad (22)$$

где m_1 и m_2 - это массы частиц.

Часто вместо линейного пробега используют массовый пробег *заряженной частицы* R_m , выражаемый в граммах на квадратный сантиметр (г/см^2). Численно он равен массе вещества, заключенного в цилиндре, высота которого равна линейному пробегу частицы R в сантиметрах, а площадь поперечного сечения - 1 см^2 .

$$R_m = \rho R \quad (23)$$

где ρ - плотность вещества в г/см^3 .

Массовый пробег заряженной частицы удобен тем, что он мало зависит от состава вещества. Удельная потеря энергии пропорциональна плотности атомных электронов $n_e = Nz$ (N - плотность атомов). Поэтому линейный пробег пропорционален Nz . По формуле $\left(N = \frac{\rho}{\mu} * N_A \right)$ плотность вещества пропорциональна произведению плотности атомов на атомную массу: $\rho \sim NA$. Массовый пробег $R_m = \rho R \approx \frac{NA}{Nz} = \frac{A}{z}$. Так как отношение A/Z для многих веществ изменяется мало, то и массовый пробег для этих веществ почти постоянен.

Для определения энергии α -частицы по ее пробегу часто используются номограммы типа представленной на **Рис.6**)

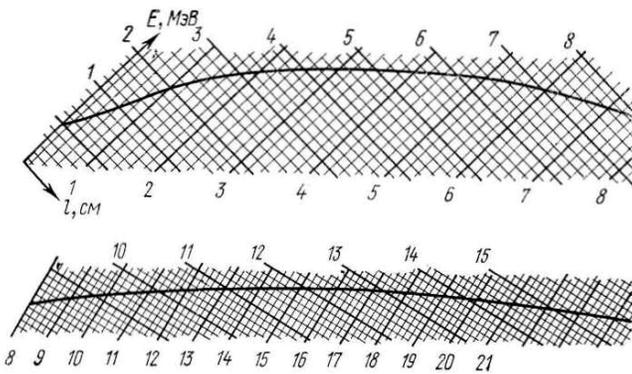


Рис.6. Связь между энергией и средним пробегом для α -частицы в воздухе при давлении 760 мм рт. ст. и 15°C

Измерение пробега α -частиц проводится на экспериментальной установке, схема которой приведена на **Рис. 7**. На одном торце камеры установлен полупроводниковый детектор, а на другом находится подвижный шток, на конце которого укреплен источник альфа-частиц. Источник представляет собой подложку из стали, в углубление которой зафиксирован радиоактивный препарат.

С помощью механизма перемещения расстояние между детектором и источником можно изменять от 2 до 50 мм. Давление газа в камере изменяют с помощью форвакуумного насоса. Сигнал с детектора подается сначала на предусилитель, затем на формирователь-усилитель, дискриминатор и пересчетное устройство - частотомер.

Если исследовать прохождение параллельного пучка α -частиц в зависимости от толщины газа (воздуха), то оказывается, что число частиц N в пучке остается приблизительно постоянным вплоть до определенного расстояния, а затем падает, но падает не сразу до нуля, а с некоторым наклоном (**Рис.5**). Если эту кривую продифференцировать и построить величину dN/dx в зависимости от толщины слоя x , то получится кривая 2. Эта кривая имеет резкий минимум при $x = R$, показывающий, что подавляющее большинство альфа-

частиц имеет определенный пробег с некоторым разбросом в ту и другую сторону. Величина R называется средним пробегом, а разброс пробега - страгглинг.

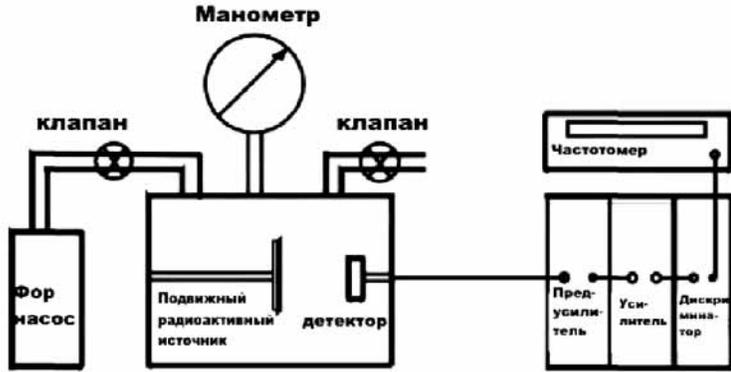


Рис.7. Схема экспериментальной установки для определения длины пробега α-частиц в газе

Страгглинг обусловлен флуктуациями ионизационных потерь. Если среднее число ионов, образуемое α-частицей при ее движении равно N_i , то возможное отклонение от этого числа, согласно статистическому закону, равно N_i . Флуктуация N_i составляет доли процента, тогда как флуктуация пробега значительно больше. Это объясняется тем, что при прохождении через вещество к альфа-частице могут примкнуть один

или два электрона. На всем пути частица имеет разный заряд, что вызывает дополнительные флуктуации в ионизации и, следовательно, в пробеге.

3. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЭЛЕКТРОНОВ С ВЕЩЕСТВОМ

По сравнению с α-излучением, ионизирующее действие β-частиц на единицу длины пройденного пути в веществе (удельная ионизация) меньше, а их проникающая способность, соответственно, больше. (Однако она обычно не очень велика, например, от потока бета – частиц, максимальная энергия которых 2 МэВ, полностью защищает слой алюминия толщиной 3,5 мм).

3.1 Потери энергии движущимися электронами

Прохождение электронов и позитронов через вещество отличается от прохождения тяжелых заряженных частиц. Главная причина - малая масса покоя электрона и позитрона. Это приводит к относительно большому изменению импульса при каждом столкновении, что вызывает заметное изменение направления движения электрона и как результат - электромагнитное радиационное излучение электронов.

Потери энергии движущимися электронами в веществе подразделяются на ионизационные и радиационные. Энергетическая зависимость удельных ионизационных потерь падает с увеличением скорости до кинетических энергий, равных удвоенной энергии покоя электрона, а затем медленно поднимается. Радиационные потери наблюдаются при ускоренном движении свободной заряженной частицы в электрическом поле ядра. Пролетая вблизи ядра, заряженная частица отклоняется от своего первоначального направления под действием кулоновской силы F . Эта сила связана с массой частицы m и ее ускорением a вторым законом Ньютона $F=ma$. Свободный заряд, движущийся с ускорением a , излучает электромагнитные волны, энергия которых пропорциональна порядковому номеру элемента $a^2=F^2/m^2$. Так как кулоновская сила пропорциональна порядковому номеру z , то $a^2 \sim z^2/m^2$. Следовательно, радиационные потери тяжелых заряженных частиц значительно меньше радиационных потерь (электронов и позитронов). С увеличением энергии электронов их электрическое поле в перпендикулярном направлении усиливается, поэтому радиационные потери растут пропорционально кинетической энергии электронов E_e . Следовательно, удельные радиационные потери энергии E_e пропорциональны энергии и квадрату порядкового номера вещества:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_p \propto Z^2 * E_e \quad (24)$$

Ионизационные потери у электронов преобладают в области сравнительно небольших энергий. По мере увеличения кинетической энергии вклад ионизационных потерь в общие потери энергии уменьшается. С ростом энергии электрона E растут радиационные потери.

Так как удельные ионизационные потери $\left(\frac{dE}{dx}\right)_u \propto Z$, то отношение удельных радиационных и ионизационных потерь энергии пропорциональны zE_e . Отношение K удельных радиационных и ионизационных потерь энергии зависят в основном от энергии электрона E и заряда ядер среды Z :

$$K=(dE/dx)_{рад}/(dE/dx)_{иониз}=ZE/600, \quad (25)$$

где E выражается в МэВ, Z - средний заряд ядер атомов среды.

Энергия электронов $E_{\text{крит}}$, при которой величина удельных радиационных потерь равна величине удельных ионизационных потерь ($K=1$) - называется критической.

Критическая энергия для железа ($Z=26$) равна 31 МэВ, а для свинца ($Z = 82$) - 9.8 МэВ.

При энергиях электрона выше критической радиационные потери преобладают над ионизационными. Так для электронов с энергией 100 МэВ радиационные потери в железе и свинце превышают ионизационные соответственно в 3 и 10 раз. В области энергий, в которой преобладают радиационные потери, энергия электронов экспоненциально убывает при прохождении через вещество:

$$E = E_0 \exp(x/L_r) \quad (26)$$

где E_0 - начальная энергия электрона, E - энергия электрона после прохождения длины x , L_r - радиационная длина.

Прохождение позитронов в веществе описывается теми же соотношениями. Дополнительно необходимо учесть эффекты аннигиляции налетающего позитрона с электроном вещества. Сечение аннигиляции обратно пропорционально скорости движения позитрона:

$$\sigma_{\text{анниг}} \sim 1/v, \quad (27)$$

поэтому позитроны аннигилируют, практически потеряв всю свою энергию.

Формула для вычисления ионизационных потерь электронов имеет вид:

$$\left(-\frac{dE_e}{dx} \right)_{\text{ион}} = \frac{2\pi e^4 n_e}{m_e v^2} \left[\ln \frac{m_e v^2 E_e}{2\bar{I}^2 (1-\beta^2)} - \ln 2 (2\sqrt{1-\beta^2} - 1 + \beta^2) \right] \quad (28)$$

где E_e - релятивистская кинетическая энергия электрона.

Это отличие объясняется тем, что при рассмотрении элементарного процесса взаимодействия двух электронов надо учитывать отклонение обеих частиц, а также квантовомеханический эффект обмена, обусловленный их тождественностью. При очень больших энергиях электроны начинают эффективно терять энергию за счет все большего и большего возрастания роли тормозного излучения.

Удельные потери электронов с кинетической энергией E складываются из суммы ионизационных и радиационных потерь:

$$E = m_e c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1 \right) \quad (29)$$

А. Ионизационные потери

$$\left(-\frac{dE}{dx} \right)_{\text{иониз}} = \frac{2\pi}{\beta^2} n_e r_0^2 m_e c^2 \left(\ln \frac{m_e c^2 E}{\bar{I}^2} \frac{\beta^2}{2(1-\beta^2)} - (2\sqrt{1-\beta^2} - 1 + \beta^2) \ln 2 + 1 - \beta^2 + \frac{1}{8} (1 - \sqrt{1-\beta^2})^2 \right) \quad (30)$$

Б. Радиационные потери

при $E \ll m_e c^2$

$$\left(-\frac{dE}{dx} \right)_{\text{рад}} = \frac{n_e E Z r_0^2}{137} \frac{16}{3} \quad (31)$$

при $m_e c^2 \ll E \ll 137 m_e c^2 Z^{1/3}$

$$\left(-\frac{dE}{dx} \right)_{\text{рад}} = \frac{n_e E Z r_0^2}{137} \left[4 \ln \left(\frac{2E}{m_e c^2} \right) - \frac{4}{3} \right] \quad (32)$$

при $E \gg 137 m_e c^2 Z^{1/3}$

$$\left(-\frac{dE}{dx} \right)_{\text{рад}} = \frac{n_e E Z r_0^2}{137} \left[4 \ln \left(\frac{183}{Z^{1/3}} \right) + \frac{2}{9} \right] \quad (33)$$

здесь m_e - масса электрона ($m_e c^2 = 511$ кэВ - энергия покоя электрона); c - скорость света; v - скорость электрона; $\beta = v/c$; Z - заряд ядер вещества в единицах заряда позитрона; \bar{I} - средний ионизационный потенциал атомов вещества среды, через которую проходит частица. $\bar{I} = 13.5$ эВ; n_e - плотность электронов в веществе; $r_0 = e^2/m_e c^2 = 2.8 \cdot 10^{-13}$ см - классический радиус электрона.

Радиационные потери при больших энергиях электронов можно описать с помощью следующего простого соотношения:

$$(-dE/dx)_{\text{рад}} = E/L_r, \text{ или } E = E_0 e^{-x/L_r} \quad (34)$$

Величина L_r называется радиационной длиной. Радиационная длина - средняя толщина вещества, на которой энергия электрона уменьшается в e раз

$$1/L_r = 4(\hbar/mc)^2 nZ(Z+1)\alpha^3 \ln(183/Z^{1/3}) \quad (35)$$

Основные диаграммы Фейнмана для тормозного излучения показаны на **Рис. 8**.

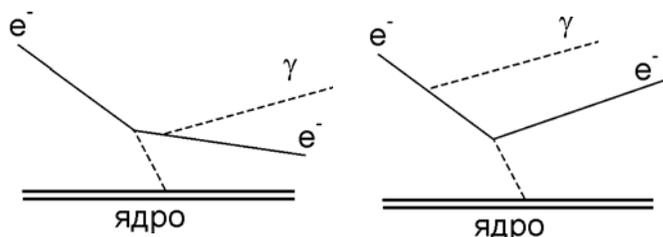


Рис. 8. Основные диаграммы Фейнмана для тормозного излучения (Взаимодействие ускоренных электронов с ядром атома).

3.2 Эффективный пробег электронов

Масса электронов значительно меньше массы

тяжелых частиц, что сказывается на характере их движения в веществе. При столкновении с атомными электронами и ядрами электроны значительно отклоняются от первоначального направления движения и двигаются по извилистой траектории. Для электронов вводится эффективный пробег, определяемый минимальной толщиной вещества, измеряемой в направлении исходной скорости пучка и соответствующей полному поглощению электронов.

Практический интерес представляет не истинный *линейный* пробег, а *эффективный*. Он равен толщине вещества, которое поглощает электроны. Эффективные массовые пробеги R_{me} моноэнергетических электронов находят по эмпирическим формулам. Эффективные пробеги в (г/см^2) электронов с энергией E (МэВ) в алюминии можно оценить по формулам:

$$R_{me} = 0,407 * E_e^{-1,38} \text{ для } E_e \leq 0,8 \text{ МэВ}, \quad (36a)$$

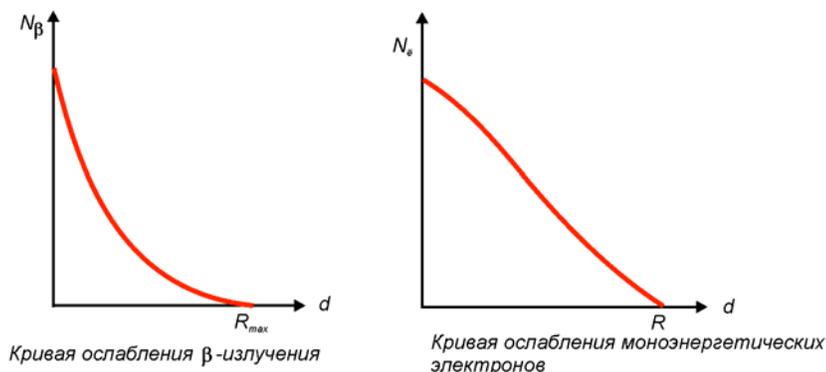
$$R_{me} = 0,542 * E_e - 0,133 \text{ для } E_e \leq 0,8 \text{ МэВ}, \quad (36б)$$

где R_{me} измеряют в граммах на квадратный сантиметр (г/см^2); E_e - кинетическая энергия электронов в МэВ.

3.3 Поглощение β -излучения веществом

При прохождении через вещество β -частицы легко рассеиваются в веществе, в связи с чем траектория β -частицы в 1,5 - 4 раза превышает пройденную толщину слоя вещества. Поэтому пробегом β -частиц данной энергии в веществе называют не длину траектории (как для α -частиц), а минимальную толщину поглотителя, при которой практически полностью задерживаются все электроны начального потока β -частиц. Поскольку β -излучение имеет непрерывный энергетический спектр, то проникающая способность β -частиц характеризуется максимальным пробегом частиц. Максимальный пробег R_{max} - пробег в данном веществе β -частиц максимальной энергии E_{max} в данном спектре β -излучения.

Рис.9 Ослабление пучка β -частиц (а) и электронов (б) при прохождении через вещество.



Суммарный процесс поглощения и рассеяния β -излучения веществом характеризуется величиной ослабления потока β -излучения. Кривая зависимости числа β -частиц N , проходящих через поглотитель данной толщины от ослабляющего слоя d изображена на **Рис.9а**, для сравнения на **Рис.9б** приведена кривая ослабления моноэнергетических электронов.

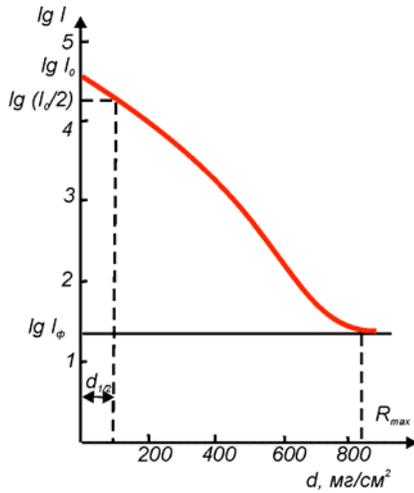


Рис.10. Кривая ослабления β -излучения в веществе, построенная в полулогарифмическом масштабе.

Ослабление β -излучения с непрерывным энергетическим спектром описывается сложным законом, представляющим собой суперпозицию, которая возникает при сложении всего множества линейных кривых ослабления, соответствующих моноэнергетическим электронам со всевозможными энергиями от нулевой до максимальной энергии E_{max} данного спектра β -излучения. Однако начальный участок графика ослабления (при толщинах менее $0,3R_{max}$) довольно хорошо описывается экспоненциальной зависимостью:

$$n_l = n_0 * e^{-\mu' l}, \quad (37)$$

n_0 - число β - частиц, падающих на вещество - поглотитель; n_l - число β - частиц, прошедших сквозь вещество - поглотитель; l - толщина поглотителя; μ' - линейный коэффициент ослабления, выражаемый в $см^{-1}$.

Линейный коэффициент ослабления μ' зависит от максимальной энергии излучения E_{max} и свойств вещества - поглотителя. При определении энергии β -частиц в первом приближении μ' зависит от числа электронов n_e в единице объема вещества - поглотителя. Последнюю величину n_e легко определить с помощью параметров Z и A , числа Авогадро N_a и плотности вещества ρ , используя соотношение:

$$n_e = N_a \rho Z / A. \quad (38)$$

Считая линейный коэффициент ослабления μ' пропорциональным числу электронов n_e

$$\mu' = K n_e. \quad (39)$$

K - коэффициент пропорциональности,

получаем удобное для теоретического анализа соотношение:

$$\mu' = K N_a \rho Z / A. \quad (40)$$

Поскольку отношение Z/A для различных веществ - поглотителей меняются в достаточно узких пределах (0,5-0,4), практичнее пользоваться вместо линейного коэффициента ослабления μ' массовым коэффициентом ослабления $\mu = \mu' / \rho$ ($см^2/г$).

Численные значения массового коэффициента μ для данного β -излучения мало изменяются, отличаясь при переходе от легкого поглотителя к тяжелому не более чем на 25%. Дополнительное удобство использования массового коэффициента ослабления μ заключается в том, что при экспоненциальной форме закона поглощения $n_l = n_0 * e^{-\mu l}$, толщину поглотителя l определяют по формуле:

$$d = l \rho \quad (41)$$

в граммах вещества, приходящихся на кв.см. поверхности.

$$n_d = n_0 e^{-\mu d} \quad (42)$$

Используя экспоненциальный закон ослабления $n_l = n_0 * e^{-\mu d}$, можно вывести зависимость между слоем половинного ослабления $d_{1/2}$ и массовым коэффициентом ослабления μ . Слой половинного ослабления β -излучения $d_{1/2}$ называют толщину поглотителя, снижающую вдвое количество β -частиц.

$$n_l / n_0 = e^{-\mu d_{1/2}} \quad (43)$$

Откуда легко определяется слой половинного ослабления β -излучения $d_{1/2}$

$$d_{1/2} = \lg 2 / \mu = 0,693 / \mu. \quad (44)$$

Для β -излучения с E_{max} более 0,8 МэВ максимальный пробег R_{max} составляет порядка $7,2 d_{1/2}$.

На практике экспоненциальная зависимость для ослабления β -излучения даже при малых, по сравнению с пробегом толщинах поглотителей выполняется с точностью в 10-15%. При толщине поглотителя, превышающей $0,3R_{max}$, экспоненциальная зависимость несправедлива вследствие того, что β -излучение имеет конечный пробег в веществе. При экспериментальном определении пробега β -частиц строят кривую ослабления в полулогарифмических координатах (**Рис.7**), причём пробегу R_{max} соответствует такая толщина поглотителя d , начиная с которой дальнейшее увеличение толщины поглотителя d не приводит к спаду регистрируемой радиоактивности I . Обычно в качестве поглотителя используют алюминий. Зная экспериментально определенный максимальный пробег β -излучения в алюминии ($R_{max})_{Al}$, можно рассчитать максимальный пробег в любом другом поглотителе F с известными параметрами A и Z .

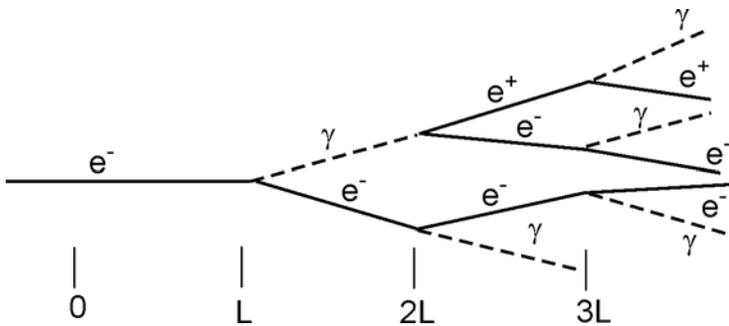
$$(R_{\max})_F = (R_{\max})_{Al} \frac{(Z/A)_{Al}}{(Z/A)_F} \quad (45)$$

Поскольку максимальный пробег β -частиц в поглотителе-алюминии $(R_{\max})_{Al}$ является функцией максимальной энергии E_{\max} для β -излучения, то можно воспользоваться эмпирическими таблицами и графиками, устанавливающими зависимость между значениями R_{\max} и E_{\max} . Для некоторых случаев использование графиков нецелесообразно, поэтому применяют эмпирические формулы, достаточно точно описывающие эти функции:

условие, МэВ	формула
$E_{\max} < 0.05$	$E_{\max} = 1.92R_{\max}^2 + 0.22R_{\max}^{1/2}$
$R_{\max} < 1.5$ $R_{\max} > 0.003$	$R_{\max} = (0.0121 + 0.27 E_{\max}^2)^{1/2} - 0.11$
$E_{\max} < 0.8$	$E_{\max} = 1.85R_{\max} + 0.245$
$R_{\max} > 0.3$	$R_{\max} = 0.542 E_{\max} - 0.133$

где E_{\max} в МэВ, R_{\max} – в г/см². Точность этих формул не превышает 10-15%.

3.4 Каскадный ливень



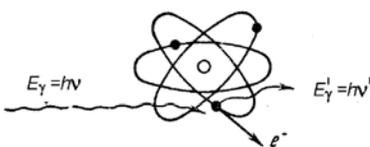
Электроны высоких энергий ($E > 100$ МэВ.) образуют в результате последовательных актов испускания γ -квантов (которые рожают затем электрон - позитронные пары) каскадные ливни (Рис. 11).

Рис. 11. Каскадный ливень

Каскадный ливень может быть инициирован и γ -квантом высокой энергии. В зависимости от толщины слоя вещества число электронов в ливне вначале быстро возрастает. По мере развития каскада средняя энергия, приходящаяся на электрон, уменьшается. После того как она уменьшится настолько, что фотоны не смогут рождать электрон - позитронные пары, ливень прекращается. Число частиц в ливне для высокоэнергетичных электронов может достигать 10^6 .

4. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ГАММА- ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЕЩЕСТВОМ

Рентгеновские, бетатронные, синхротронные и гамма - лучи относятся к электромагнитному излучению, свойство которого зависит от частоты. Они не различаются между собой, если их частоты совпадают. Поэтому в дальнейшем будем рассматривать особенности взаимодействия гамма - лучей с веществом. Такие же особенности свойственны и другим лучам в соответствующем частотном интервале γ -лучей.



4.1 Процессы поглощения гамма-излучения

Гамма-излучение обладает высокой проникающей способностью, однако взаимодействие γ -излучения с веществом сложнее, чем при корпускулярном излучении.

Рис.12. Различные механизмы взаимодействия γ - излучения с веществом.

При прохождении через вещество гамма-кванты взаимодействуют с электронами и ядрами, в результате их интенсивность уменьшается. К

потерям энергии γ -излучения приводят процессы, связанные с фотоэффектом, комптоновским рассеянием электронов в веществе и образованием электрон-позитронных пар. Вклад каждого из процесса в ослабление γ -излучения зависит от энергии γ -квантов ядерного излучения и параметра Z вещества-поглотителя.

Общая закономерность заключается в том, что вероятность потери энергии в процессе фотоэффекта и комптоновского рассеяния снижается с ростом энергии γ -излучения, а вероятность образования электрон-позитронных пар растет (начиная с энергии 1,02 МэВ) с повышением энергии γ -кванта. Вероятность потери энергии γ -квантов с ростом параметра Z пропорционально Z - для комптоновского рассеяния, Z^2 - для процессов образования электрон-позитронных пар и Z^4 - для процессов фотоэффекта. Иначе, с ростом параметра Z и энергии γ -излучения будет увеличиваться вероятность процессов в ряду: фотоэффект - комптоновское рассеяние - возникновение электрон-позитронных пар.

В области энергий до 10 МэВ наиболее существенными процессами являются фотоэффект, эффект Комптона и образование электрон-позитронных пар. При энергии гамма-квантов больше 10 МэВ превышает порог фотоядерных реакций и в результате взаимодействия фотонов с ядрами становятся возможны реакции типа (γ, p) , (γ, n) , (γ, α) . Сечения фотоядерных реакций в области энергий до 100 МэВ составляют 1% полного сечения взаимодействия гамма-квантов с атомом. Однако фотоядерные реакции необходимо учитывать в процессах преобразования фотонного излучения в веществе, так как вторичные заряженные частицы, такие как протоны и альфа-частицы, могут создавать высокую плотность ионизации.

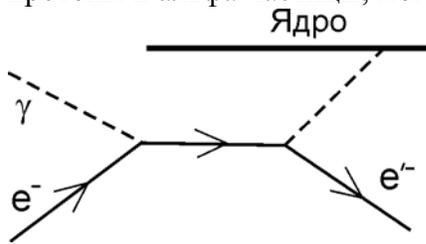


Рис. 13. Фотоэффект

Фотоэффект – явление, связанное с освобождением электронов твердого тела (или жидкости) под действием электромагнитного излучения. Различают внешний фотоэффект – испускание электронов под действием света (фотоэлектронная эмиссия), γ -излучения и др.; внутренний фотоэффект – увеличение электропроводности полупроводников или диэлектриков под действием света (фотопроводимость); вентильный фотоэффект – возбуждение светом эдс на границе между металлом и полупроводником или между разнородными полупроводниками.

Фотоэффектом называется такое взаимодействие γ -кванта с атомом, при котором γ -квант поглощается (исчезает), а из атома вырывается электрон. Одна часть энергии γ -кванта E_γ расходуется на разрыв связи электрона с ядром ϵ_e , другая часть преобразуется в кинетическую энергию электрона E_e :

$$E_\gamma = E_e + \epsilon_e \quad (46)$$

Таким образом, при фотоэффекте часть энергии первичного гамма-кванта преобразуется в энергию электронов (фотоэлектроны и электроны Оже), а часть выделяется в виде характеристического излучения.

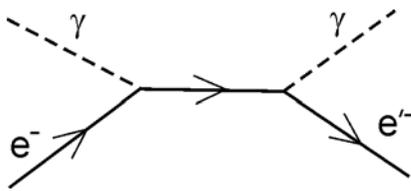


Рис.14. Эффект Комптона

После вылета фотоэлектрона в атомной оболочке образуется вакансия. Переход менее связанных электронов на вакантные уровни сопровождается выделением энергии, которая может передаваться одному из электронов верхних оболочек атома, что приводит к его вылету из атома (эффект Оже).

Фотоэффект происходит только тогда, когда энергия γ -кванта больше энергии связи электрона в оболочке атома. Фотоэлектрон движется почти перпендикулярно направлению распространения поглощенного γ -кванта. Движение фотоэлектрона совпадает с направлением колебания электрической напряженности электромагнитного поля. Это показывает, что фотоэлектрон вырывается из атома электрическими силами. Фотоэлектрическое поглощение γ -квантов увеличивается с ростом связанности электронов в атоме. Фотоэффект практически не наблюдается на слабо связанных электронах атома. При энергии γ -кванта $E_\gamma \gg \epsilon_e$ их можно считать свободными. Такой электрон не может поглощать γ -квант. Это следует из законов сохранения энергии и импульса:

$$E_\gamma = \frac{m_e v^2}{2}; \quad m_e v = \frac{E_\gamma}{c} = \frac{m_e v^2}{2c} \quad (47)$$

По второму уравнению свободный электрон, поглотив γ -квант, должен бы двигаться со скоростью, в два раза большей скорости света, чего не может быть.

Фотоэффект в основном происходит на K - и L - оболочках атомов. Линейный коэффициент ослабления фотоэффекта резко уменьшается с увеличением энергии, и при энергиях свыше 10 МэВ в свинце практически не возникают фотоэлектроны.

На слабо связанных атомных электронах происходит рассеяние γ - квантов, называемое **комптоном - эффектом**. Взаимодействие γ - кванта с электроном в комптон-эффекте представляется как столкновение двух упругих шариков с массами $m_\gamma = \frac{E_\gamma}{c^2}$ и m_e .

Эффект Комптона – упругое рассеяние электромагнитного излучения малых длин волн (рентгеновского и γ -излучения) на свободных электронах, сопровождающийся увеличением длины волны λ . Комптона эффект противоречит классической теории, согласно которой при таком рассеянии λ не должно меняться. Комптона эффект подтвердил правильность квантовых представлений об электромагнитном излучении как о потоке фотонов и может рассматриваться как упругое столкновение двух частиц – фотона и электрона, при котором фотон передает электрону часть своей энергии (и импульса), вследствие чего его частота уменьшается, а λ увеличивается.

Комптона эффект обратный – упругое рассеяние на электронах высокой энергии, приводящее к увеличению энергии (частоты) фотонов (уменьшению длины волны).

Комптоновская длина волны – величина, имеющая размерность длины и указывающая область проявления релятивистских квантовых эффектов. Название связано с тем, что через комптоновскую длину волны электромагнитного излучения при эффекте Комптона. Для частицы массы m комптоновская длина волны $\lambda_0 = h/mc$, где h – постоянная планка, c – скорость света. Для электрона $\lambda_0 = 3,86 \cdot 10^{-11}$ см, для протона $\lambda_0 = 2,10 \cdot 10^{-14}$ см.

Оже эффект – эффект автоионизации атома, протекающий в два этапа: 1) образование вакансии в одной из внутренних оболочек атома при его облучении (например, быстрыми электронами); 2) заполнение этой вакансии электроном одной из высележащих оболочек этого же атома и одновременный вылет другого электрона (оже-электрона) с этой или с еще более высоколежащей оболочки. По энергии оже-электронов можно установить электронную структуру участвующих в оже-эффекте атомов.

В случае эффекта Комптона, часть энергии γ -кванта преобразуется в кинетическую энергию электронов отдачи, а часть энергии уносит рассеянный фотон. Вероятность рассеяния γ -квантов в случае эффекта Комптона зависит от плотности атомных электронов $n_e \sim Z$, то вероятность Комpton-эффекта определяется порядковым номером вещества Z . Рассеяние γ - квантов происходит главным образом на слабосвязанных электронах внешних оболочек атомов. Линейный коэффициент ослабления комптон - эффекта пропорционален отношению Z/E_γ . Поэтому с увеличением энергии доля рассеянных γ - квантов уменьшается.



Рис.15. Эффект образования электрон-позитронных пар

В случае тяжелых ядер комптон-эффект начинает преобладать над фотоэффектом в области энергий $E_\gamma > 2 - 3$ МэВ (В свинце комптон-эффект начинает преобладать над фотоэффектом при энергиях выше 0,5 МэВ). Комpton-эффект слабее зависит от энергии E_γ по сравнению с фотоэффектом. Поэтому им можно пренебречь лишь в области энергий $E_\gamma > 10$ МэВ, где становится существенным эффект образования электрон-позитронных пар (При энергиях выше 50 МэВ комптон-эффектом всегда можно пренебречь).

Гамма - квант в поле ядра может образовать пару частиц: электрон и позитрон (**Рис.15**). Вся энергия γ - кванта преобразуется в энергию покоя электрона и позитрона $2m_e c^2$ и их кинетические энергии E_{e^-} и E_{e^+} .

В случае **образования электрон-позитронных пар** баланс энергии имеет следующий вид (закон сохранения энергии):

$$E_\gamma = 2m_e c^2 + E_{e^-} + E_{e^+} \quad (48)$$

где E_{e^-} и E_{e^+} кинетические энергии электрона и позитрона

При образовании электрон-позитронных пар энергия первичного фотона преобразуется в кинетическую энергию электрона и позитрона и в энергию аннигиляции $2m_e c^2$. Пара частиц возникает только в том случае, если энергия γ - кванта превышает удвоенную массу покоя электрона, равную 1.02 МэВ. Вне поля ядра γ - кванту запрещено превращаться в пару частиц, так как в этом случае нарушается закон сохранения импульса. Это следует, например, из предельного условия образования пар. Гамма - квант с энергией 1.02 МэВ энергетически может породить электрон и позитрон. Однако их импульс будет равен нулю, тогда как импульс γ - кванта равен E/c . В поле ядра импульс и энергия γ - кванта распределяются между электроном, позитроном и

ядром без нарушений законов сохранения энергии и импульса. Масса ядра несравненно больше массы электрона и позитрона, поэтому оно получает пренебрежимо малую долю энергии. Причем вся энергия γ - кванта в энергию электрона и позитрона.

Линейный коэффициент ослабления образованием пар пропорционален $z^2/\ln E_\gamma$. Этот эффект заметен в тяжелых веществах при больших энергиях. Коэффициент становится отличным от нуля при пороговой энергии $E_\gamma = 1.02$ МэВ. В области энергий $E_\gamma > 10$ МэВ основную роль в ослаблении пучка γ -квантов играет эффект образования пар, при этом основное поглощение γ - квантов происходит в поле ядра.

Таким образом, во всех трех процессах взаимодействия первичного фотона с веществом часть энергии преобразуется в кинетические энергии электронов и позитронов, а часть - в энергию вторичного фотонного излучения.

4.2 Поглощение гамма-излучения.

Найдем закон ослабления параллельного моноэнергетического пучка γ - квантов в плоской мишени. Пусть на поверхность плоской мишени перпендикулярно к ней падает поток γ - квантов I_0 . Ослабление пучка в веществе вызывается поглощением и рассеянием γ - квантов. Рассеянный γ - квант теряет часть своей энергии при столкновении с электронами и меняет направление своего распространения. На расстоянии x от внешней поверхности поток γ - квантов ослабляется до величины $I(x)$. В тонком слое мишени толщиной dx из потока уводится dI γ - квантов. Величина dI пропорциональна потоку $I(x)$ на поверхности слоя и толщине слоя dx :

$$dI = -\mu \cdot I dx \quad (49)$$

Знак минус в правой части уравнения показывает, что в слое поток уменьшается на dI γ - квантов. Перепишем уравнение в виде:

$$\mu = -\frac{dI}{I dx} \quad (50)$$

Коэффициент пропорциональности μ называют **полным линейным коэффициентом ослабления**. Он имеет размерность см^{-1} и численно равен доле моноэнергетических γ - квантов, выбывающих из параллельного пучка на единице пути излучения в веществе. Полный линейный коэффициент ослабления зависит от плотности, порядкового номера вещества, а также от энергии γ - квантов: $\mu = \mu(\rho, z, E_\gamma)$

Умножим левую и правую части последнего уравнения на dx , а затем проинтегрируем его в пределах от 0 до x :

$$\ln \frac{I(x)}{I_0} = -\mu x \quad (51)$$

После потенцирования получим закон ослабления параллельного моноэнергетического пучка γ - квантов в веществе:

$$I(x) = I_0 e^{-\mu x}, \quad (52)$$

Описывающий ослабление интенсивности (I) падающего пучка фотонов в зависимости от толщины слоя вещества. Здесь $\mu = \tau + \varepsilon + \chi$ и τ - линейный коэффициент ослабления в случае фотоэффекта, ε - линейный коэффициент ослабления для комптон-эффекта, χ - линейный коэффициент ослабления в случае эффекта образования пар.

Численные значения τ , σ и χ табулированы: величину μ_γ иногда называют полным коэффициентом ослабления γ - излучения.

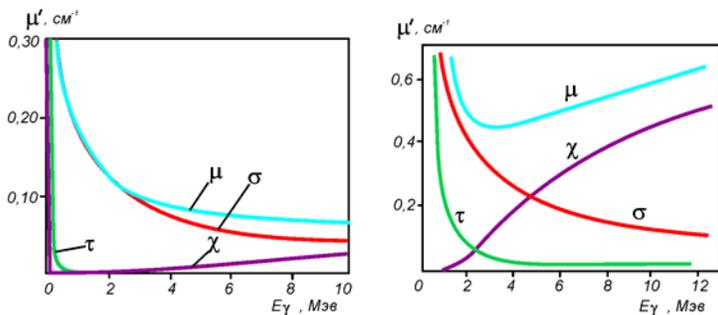


Рис.16. Зависимость коэффициента ослабления γ - излучения для алюминия (слева) и свинца (справа) от энергии γ - лучей.

Линейный коэффициент фотопоглощения можно записать в виде:

$$\tau = \tau_e + \tau_s, \quad (53)$$

где τ_e - характеризует часть коэффициента

поглощения, приводящую к преобразованию первичной энергии фотона в кинетическую энергию электрона. τ_s - характеризует преобразование энергии первичных фотонов в энергию характеристического излучения.

Линейный коэффициент фотоэлектрического поглощения пропорционален отношению:

$$\tau = Z^5/E_\gamma^{3.5} \quad (54)$$

Величина τ резко уменьшается с ростом энергии и при $E_\gamma > 10$ МэВ фотоэлектроны практически не образуются.

В случае эффекта Комптона, часть энергии γ -кванта преобразуется в кинетическую энергию электронов отдачи, а часть энергии уносит рассеянный фотон. Аналогично фотоэффекту линейный коэффициент комптоновского взаимодействия можно представить в виде:

$$\varepsilon = \varepsilon_e + \varepsilon_s \quad (55)$$

где ε_e и ε_s имеют тот же смысл, что τ_e и τ_s в случае фотоэффекта.

Вероятность рассеяния γ -квантов в случае эффекта Комптона зависит от плотности атомных электронов $n_e - Z$. Линейный коэффициент комптоновского рассеяния $\varepsilon - Z/E_\gamma$. Поэтому с увеличением энергии число рассеянных γ -квантов уменьшается.

В случае тяжелых ядер комптон-эффект начинает преобладать над фотоэффектом в области энергий $E_\gamma > \text{МэВ}$. Комптон-эффект слабее зависит от энергии E_γ по сравнению с фотоэффектом. Поэтому им можно пренебречь лишь в области энергий $E_\gamma > 10 \text{ МэВ}$, где становится существенным эффект образования электрон-позитронных пар. В случае эффекта образования электрон-позитронных пар энергия первичного фотона преобразуется в кинетическую энергию электрона и позитрона и в энергию аннигиляционного излучения.

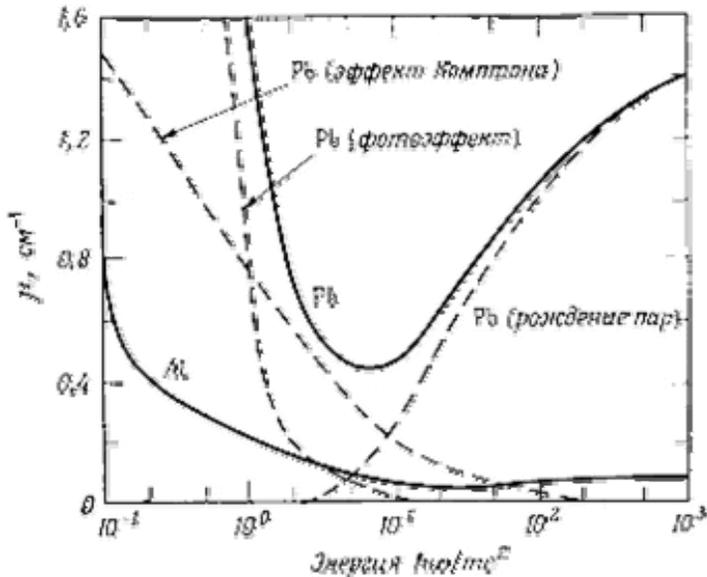


Рис. 17. Зависимость линейных коэффициентов ослабления γ -квантов от их энергии для свинца (для сравнения дана суммарная кривая алюминия – практически полное отсутствие эффекта образования пар).

Если через χ обозначить линейный коэффициент эффекта образования пар, то часть коэффициента χ_e , характеризующая преобразование энергии первичного фотона в кинетическую энергию электрона и позитрона, определяется соотношением:

$$\chi_e = (E_\gamma - 1.022)\chi/E_\gamma \quad (56)$$

Линейный коэффициент эффекта образования пар $\chi - Z^2 \ln E_\gamma$.

В области энергий $E_\gamma > 10$ МэВ основную роль в ослаблении пучка γ -квантов играет эффект образования пар. Итак, во всех трех процессах взаимодействия

первичного фотона с веществом часть энергии преобразуется в кинетические энергии электронов и позитронов, а часть - в энергию вторичного фотонного излучения. В случае фотонов нельзя указать определённую длину пробега, но можно указать среднее расстояние, проходимое фотоном в веществе до взаимодействия. Это среднее расстояние называется средней длиной свободного пробега и равно $1/\mu$.

Проникающую способность γ -лучей характеризуют толщиной слоя половинного ослабления $d_{1/2}$ или связанной с ней величиной коэффициента ослабления: $d_{1/2} = 0,693/\mu_\gamma$.

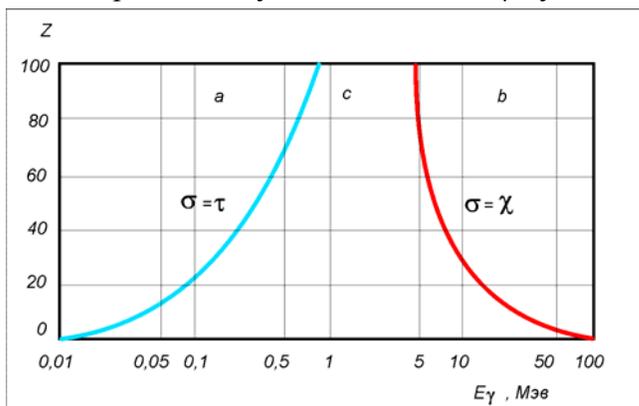


Рис.18 Относительная роль трех эффектов поглощения фотонов: а – область преобладания фотоэлектрического эффекта; б – область преобладания комптоновского эффекта; в – область преобладания эффекта образования пар.

На **Рис.17** показана зависимость линейных коэффициентов ослабления γ - квантов от их энергии для свинца и алюминия.

Величина μ зависит от плотности ρ , заряда ядер вещества Z и энергии γ -квантов E_γ :

$$\mu = \mu(\rho, Z, E_\gamma). \quad (57)$$

Можно ввести массовый коэффициент ослабления $\mu_m = \mu/\rho$.

Вещества с **одинаковыми** эффективными порядковыми номерами имеют **равные** массовые коэффициенты ослабления. Так, массовые коэффициенты ослабления воды, кислорода, азота, воздуха, углерода и живой ткани мало отличаются друг от друга, так как их эффективные порядковые номера близки по величине.

После замены $\mu = \mu_m \cdot \rho$ закон ослабления переписывается в виде:

$$I = I_0 \exp(-\mu_m \mu_x), \quad (58)$$

где $\mu_x = \rho \cdot x$ - масса в граммах, расположения на 1 см^2 мишени в слое толщиной x .

На **Рис. 15 и 16** показана зависимость коэффициентов τ , σ и χ от энергии γ - излучения. С ростом энергии коэффициент τ резко уменьшается, величина коэффициента σ снижается, но медленнее, чем τ , коэффициент образования пар растет с повышением энергии, начиная с 1,02 МэВ. С ростом атомного номера вещества поглотителя фотоэффект возрастает пропорционально Z^4 , Комpton-эффект – пропорционально Z , эффект образования пар – пропорционально Z^2 . На **Рис.17** показаны области энергии γ -квантов, в которых преобладает тот или иной процесс поглощения фотонов. В точках левой кривой Комpton эффект равен фотоэффекту, в точках правой кривой Комpton эффект равен эффекту образования пар. Фотоэлектрическое поглощение - основной процесс уменьшения интенсивности γ - излучения в тяжелых элементах при малой энергии γ -квантов. При прохождении γ -лучей как низких, так и высоких энергий через легкие вещества основной вид взаимодействия - комптоновское рассеяние. Коэффициент ослабления пар составляет значительную долю в суммарном коэффициенте ослабления для жесткого γ -излучения и тяжелых поглощающих веществ.

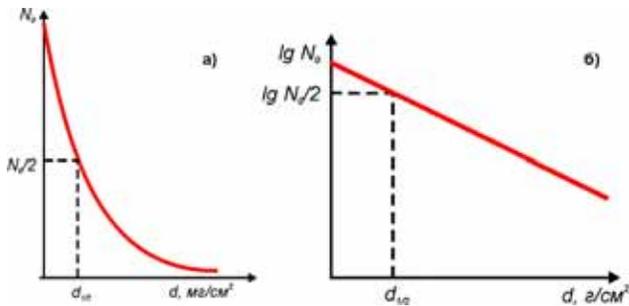


Рис.19. Ослабление γ - излучения в веществе: а - обычный масштаб; б) полулогарифмических координатах

В свинце полный линейный коэффициент ослабления с увеличением энергии сначала уменьшается принимая минимальное значение при энергии 3 МэВ, а затем увеличивается. Такой ход кривой объясняется тем, что при низких энергиях зависимость $\mu(E_\gamma)$ обуславливается фотоэффектом и комpton- эффектом, а уже при энергиях больше 3 МэВ, в коэффициент μ основной вклад дает эффект образования пар. Свинец наиболее прозрачен для γ - квантов с энергией около 3 МэВ. Взаимодействие излучения с веществом заканчивается в одних эффектах поглощением γ - квантов (фотоэффект, образование пар), в других рассеянием (комpton - эффект).

Поэтому полный линейный коэффициент часто подразделяют на две составляющие:

$$\mu = \mu_e + \mu_s, \quad (59)$$

где $\mu_e = \tau + \chi$, $\mu_s = \varepsilon$ - линейный коэффициент рассеяния.

Коэффициент μ_e называют коэффициентом истинного поглощения или коэффициентом электронного преобразования. Он определяет долю энергии γ -излучения, переданную электронам и позитронам в слое вещества. μ_s - линейный коэффициент рассеяния, он определяет долю энергии γ -излучения, преобразованную в энергию вторичного γ -излучения.

Используя линейный коэффициент поглощения, легко рассчитать энергию излучения E , поглощенную в единице объема вещества. Если поток моноэнергетических γ - квантов с энергией E_γ равен Φ , то:

$$E_e = \mu_e \cdot \Phi E_\gamma. \quad (60)$$

Если точечный источник γ -излучения находится в вакууме, то плотность потока γ -излучения I будет меняться с изменением расстояния R до источника по закону:

$$I(R) = I_0 / 4\pi R^2 \quad (61)$$

Если точечный источник γ -излучения помещен в вещество, то на ослабление плотности потока моноэнергетических γ -квантов влияет и взаимодействие с веществом и увеличение расстояния:

$$I(R) = \exp(-\mu R) I_0 / 4\pi R^2 \quad (62)$$

Это соотношение не учитывает вклад в интенсивность рассеянного излучения. Рассеянные γ -кванты после многократных столкновений с электронами могут выйти из вещества. В точку A , расположенную после защитного слоя, попадают как первичные, так и рассеянные γ -кванты. Тогда приведенное соотношение будет иметь вид:

$$I(R) = \exp(-\mu R) B I_0 / R^2 \quad (63)$$

Величина B называется фактором накопления. Она обычно измеряется экспериментально.

Пути пробега гамма – квантов и нейтронов в воздухе измеряются сотнями метров, в твердом веществе – десятками сантиметров. Проникающая способность гамма – излучения увеличивается с ростом энергии гамма – квантов и уменьшается с увеличением плотности вещества – поглотителя.

Величина μ зависит от плотности ρ , заряда ядер вещества Z и энергии γ -квантов E_γ :

5. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ НЕЙТРОНОВ С ВЕЩЕСТВОМ

Нейтроны, не имеющие электрического заряда, при движении в веществе не взаимодействуют с электронными оболочками атомов. Нейтроны, проходя через вещество, непосредственно не ионизируют атомы и молекулы, как заряженные частицы. Поэтому нейтроны обнаруживают по вторичным эффектам, возникающим при взаимодействии их с ядрами. При столкновениях с атомными ядрами они могут выбивать из них заряженные частицы, которые ионизируют и возбуждают атомы среды. В результате соударения нейтронов с ядрами вещества природа последних не изменяется, а сами нейтроны рассеиваются на атомных ядрах. При этом следует рассматривать упругое и неупругое рассеяния. При втором виде взаимодействия изменяется природа соударяющихся частиц. Происходят ядерные реакции типа (n, α) , (n, p) , (n, γ) , $(n, 2n)$ и т.д., и наблюдается деление тяжелых ядер.

Явления, происходящие при взаимодействии нейтронов с ядрами, зависят от кинетической энергии нейтронов. Поэтому обычно нейтроны делят на отдельные энергетические группы - тепловые, медленные и быстрые нейтроны (Табл. 1).

Табл. 1. Классификация нейтронов по энергии.

Энергия нейтронов	Типы нейтронов
<0.05 эВ (=580 К)	Тепловые нейтроны
0.05 эВ - 1 кэВ	Медленные нейтроны
> 1 кэВ	Быстрые нейтроны

В зависимости от энергии нейтронов, их подразделяют на следующие группы:

- ультрахолодные нейтроны - нейтроны с энергией менее 10^{-7} эВ.
- холодные нейтроны - нейтроны с энергией меньше $5 \cdot 10^{-3}$ эВ. Ультрахолодные и холодные отличаются аномально большой проникающей способностью при прохождении через поликристаллические вещества.
- тепловые нейтроны - нейтроны, находящиеся в термодинамическом равновесии с рассеивающими атомами окружающей среды. При диффузии через относительно слабо поглощающие среды их скорости стремятся к максвелловскому распределению. Поэтому они и названы тепловыми. Их скорости характеризуются энергией $E_0 = k \cdot T$, соответствующей максимуму максвелловского распределения (T - абсолютная температура среды, сквозь которую диффундируют нейтроны, k - постоянная Больцмана).
- надтепловые нейтроны - нейтроны с энергией от 0.1 эВ до 0.5 кэВ. При прохождении надтепловых нейтронов через поглощающие и рассеивающие среды сечение взаимодействия подчиняется в основном закону $1/v$, где v скорость нейтрона. При определенных значениях энергии нейтронов возникают реакции радиационного захвата - реакции (n, γ) .
- нейтроны промежуточных энергий - нейтроны с энергией от 0.5 кэВ до 0.2 МэВ. Для нейтронов этих энергий наиболее типичным процессом взаимодействия с веществом является упругое рассеяние.
- быстрые нейтроны - нейтроны с энергией от 0.2 МэВ до 20 МэВ. Характеризуются как упругим, так и неупругим рассеянием и возникновением пороговых ядерных реакций.
- сверхбыстрые нейтроны - нейтроны, обладающие энергией свыше 20 МэВ. Они отличаются ядерными реакциями с вылетом большого числа частиц. При энергии нейтронов выше 300 МэВ наблюдается слабое взаимодействие нейтронов с ядром (прозрачность ядер для сверхбыстрых нейтронов) и появление "реакции скалывания", в результате которой бомбардируемое ядро испускает несколько осколков

В связи с отсутствием у нейтронов электрического заряда они проходят в веществе без взаимодействий сравнительно большие расстояния, измеряемые сантиметрами. Эффективные сечения взаимодействия нейтронов с электронами атома малы ($\sigma \approx 10^{-22} \text{ см}^2$) по сравнению с сечением взаимодействия заряженной частицы с атомом ($\sigma \approx 10^{-16} \text{ см}^2$).

Вероятность прохождения той или иной реакции определяется микроскопическим сечением реакции $\sigma(n, \alpha)$, $\sigma(n, p)$, $\sigma(n, \gamma)$, $\sigma(n, 2n)$ и т.д. (первой в скобках записывается бомбардирующая частица - нейтрон, второй - испускаемая частица или γ - квант).

Микроскопическое сечение σ можно представить себе как сечение сферы, описанной вокруг ядра. Пересекая сферу, нейтрон может вступить в реакцию с ядром. Вне сферы радиусом $r = \sqrt{\sigma/\pi}$ взаимодействия не происходят. Микроскопическое сечение измеряется в квадратных сантиметрах (см^2) и барнах ($1 \text{ барн} = 10^{-24} \text{ см}^2$). Каждый радионуклид имеет определенное значение σ , зависящее от энергии нейтронов. Экспериментально доказано, что при энергии нейтронов более 10 МэВ полное эффективное сечение равно: $\sigma_n = 2\pi R^2$, где R - радиус ядра. Отсюда радиус ядра $R = \sqrt{\sigma_n/\pi}$. Более точные экспериментальные измерения радиуса ядра R в зависимости от массового числа A были проведены с использованием нейтронов с энергией 14 и 25 МэВ. Измерения показали, что

$$R = (1,3 \div 1,4) * 10^{-13} A^{1/2} \text{ (см)}. \quad (64)$$

Умножив микроскопическое сечение σ на число ядер в 1 см^3 поглощающего вещества N , получим полное сечение всех ядер в 1 см^3 поглощающего вещества - макроскопическое сечение данного вещества для данной реакции:

$$\Sigma = \sigma N \quad (65)$$

Макроскопическое сечение имеет размерность, обратную размерности длины, см^{-1} . Так как $N = N_0 \rho / A$, где N_0 - число Авогадро, то

$$\Sigma = \sigma N_0 \rho / A. \quad (66)$$

Быстрые нейтроны передают энергию главным образом в результате прямых столкновений с атомными ядрами. Энергия, переданная от нейтрона ядру ($E_{\text{ядра}}$), зависит от массы ядра и угла рассеяния.

В среде из легких ядер нейтроны могут передавать практически всю свою энергию в результате одного столкновения, если столкновение лобовое. Для быстрых нейтронов наиболее важным результатом взаимодействия являются упругие (n, n) и неупругие (n, n') столкновения с атомными ядрами. В зависимости от типа ядра и энергии налетающего нейтрона величина сечения изменяется в интервале нескольких барн.

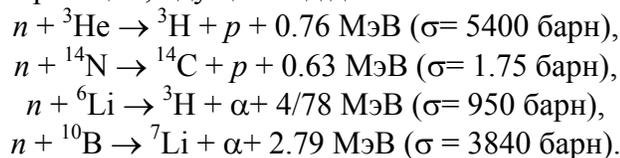
$$E_{\text{ядра}} = \frac{4Mm}{(M+m)} E_n \cos^2 \theta \quad (67)$$

где M , m - масса ядра и масса нейтрона, E_n - начальная энергия нейтрона, θ - угол между первоначальным направлением движения нейтрона и направлением движения ядра отдачи в лабораторной системе координат.

Для медленных нейтронов наблюдаются максимумы в сечении взаимодействия при определенных значениях энергий нейтронов E_n , характерных для данного вещества. Основные процессы - рассеяние и замедление нейтронов до тепловых скоростей. Энергии тепловых нейтронов не превышают энергии связи атомов в водородосодержащих молекулах. Поэтому в случае, если не происходит ядерной реакции, тепловые нейтроны могут вызвать лишь возбуждения колебательных степеней свободы, что приводит к разогреву вещества.

Наиболее характерными реакциями при взаимодействии тепловых нейтронов с веществом являются реакции радиационного захвата (n, γ). При уменьшении энергии нейтронов сечение упругого рассеяния (n, n) остается постоянным на уровне нескольких барн, а сечение (n, γ) растет по закону $1/v$, где v - скорость налетающего нейтрона. Поэтому для очень медленных нейтронов возрастает не только абсолютная, но и относительная роль реакций радиационного захвата.

Наиболее существенные реакции, идущие под действием тепловых нейтронов, следующие:



В области тяжелых ядер начинают проявлять себя реакции деления (n, f). Однако для живой материи, состоящей преимущественно из легких элементов, эти реакции несут незначительный вклад. Ослабление узкого коллимированного пучка нейтронов тонким слоем вещества происходит по экспоненциальному закону:

$$I(x) = I_0 \exp(-N\sigma x) \quad (68)$$

где I_0 и $I(x)$ - значения плотности потока до и после прохождения слоя вещества x , N - число ядер в единице объема вещества, σ - полное сечение взаимодействия нейтронов с веществом.

Величина $\Sigma = N\sigma$ имеет размерность обратной длины (см^{-1}) и называется - линейный коэффициент ослабления потока нейтронов в веществе. Величина $\lambda = 1/\Sigma$ имеет размерность длины и называется - длина свободного пробега нейтрона в веществе. Средняя длина пробега по отношению к поглощению λ_a - это расстояние, при прохождении которого плотность потока нейтронов из-за поглощения уменьшается в e раз.

Плотность потока нейтронов $N(R)$ на расстоянии R от точечного источника, испускающего N_0 моноэнергетических нейтронов в единицу времени, определяется соотношением:

$$N(R) = \frac{N_0}{4\pi R^2} e^{-\frac{R}{\lambda_a}} \quad (69)$$

Для защиты от нейтронных источников высокой интенсивности наиболее употребительным материалом в промышленности является бетон.

В лабораторных условиях для защиты от быстрых нейтронов обычно используют комбинированную защиту, состоящую из парафина (воды), кадмия (бора) и свинца. В такой защите последовательно происходит замедление быстрых нейтронов (парафин, вода), поглощение нейтронов в результате (n, γ) реакции (кадмий, бор) и ослабление интенсивности образующихся γ -квантов (свинец).

Профессор
И.Н.Бекман

ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

Лекция 15. ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ

Известно много типов ядерных реакций. В зависимости от частиц, вызывающих реакцию, их можно классифицировать на реакции под действием нейтронов, под действием заряженных частиц и под действием гамма-квантов. Возможна классификация ядерных реакций по энергиям их вызывающим, а так же по продуктам, возникающим в результате реакций (синтез, деление, скалывание и т.п.). И, наконец, возможна классификация ядерных реакций по их механизмам.

Известно, что характер взаимодействия налетающей частицы с ядром зависит от её кинетической энергии, массы, заряда и др. характеристик. Он определяется теми степенями свободы ядра (ядер), которые возбуждаются в ходе столкновения. Различие между ядерными реакциями включает и их различную длительность. Если налетающая частица лишь касается ядра-мишени, а длительность столкновения приблизительно равна времени, необходимому для прохождения налетающей частицей расстояния, равного радиусу ядра-мишени (т. е. составляет $\sim 10^{-22}$ с), то такие ядерные реакции относят к классу прямых реакций. Общим для всех *прямых реакций* является селективное возбуждение небольшого числа определённых состояний (степеней свободы). В прямом процессе после 1-го столкновения налетающая частица имеет достаточную энергию, чтобы преодолеть ядерные силы притяжения, в область действия которых она попала. Примерами прямого взаимодействия являются *неупругое рассеяние нейтронов* (n, n'), реакции обмена зарядом, напр. (p, n). Сюда же относят процессы, когда налетающий нуклон и один из нуклонов ядра связываются, образуя дейтрон, который вылетает, унося почти всю имеющуюся энергию [реакция подхвата (p, d)], или когда ядру передаётся нуклон из налетающей частицы [реакция срыва (d, p)]. Продукты прямых реакций летят преимущественно вперёд.

Вклад прямых процессов в полное сечение взаимодействия налетающей частицы с ядром-мишенью относительно мал. Углового распределения продуктов прямых ядерных реакций (зависимость вероятности вылета от угла, отсчитанного от направления пучка) позволяют определить квантовые числа селективно заселяемых состояний в каждой конкретной реакции, а величина сечения при заданной энергии - структуру этих состояний.

Если падающая частица (например, нуклон) не покидает область взаимодействия (ядро-мишень) после первого столкновения, то она вовлекается в каскад последовательных столкновений, в результате которых её начальная кинетическая энергия постепенно распределяется среди нуклонов ядра и возбуждёнными оказываются многочисленные степени свободы, а состояние ядра постепенно усложняется. В ходе этого процесса на отдельном нуклоне или группе нуклонов (кластере) может сконцентрироваться энергия, достаточная для их эмиссии из ядра. Такая эмиссия происходит до установления равновесия в ядре и поэтому называется *предравновесной*. Угол испускания ещё может оставаться сильно скоррелированным с направлением падающего на мишень пучка.

В процессе дальнейшей релаксации наступает статистическое равновесие и образуется составное ядро, время жизни которого $\sim 10^{-14}$ - 10^{-18} с. Распад составного ядра не зависит от способа его образования. Тип распада определяется энергией возбуждения, угловым моментом, чётностью и изотопическим спином ядра. Энергетический спектр частиц, испускаемых в процессе девозбуждения составного ядра, характеризуется максвелловской формой и симметричным распределением "вперёд-назад" относительно пучка (в системе центра инерции). При распаде средних и тяжёлых составных ядер вероятность испускания нейтронов превышает вероятность эмиссии заряженных частиц, вылету которых препятствует кулоновский барьер ядра. В тяжёлых ядрах с испусканием нейтронов конкурирует деление ядер и α -распад.

В данной лекции мы на конкретных примерах продемонстрируем особенности протекания ядерных реакций разного типа.

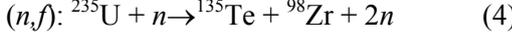
1. ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ С УЧАСТИЕМ НЕЙТРОНОВ

Взаимодействия нейтронов с ядрами составляют самый обширный и разнообразный класс ядерных реакций. Объясняется это тем, что нейтроны (наряду с протонами) входят в состав любого ядерного ядра, в котором они прочно связаны ядерными силами. Поэтому при сближении с ядром нейтроны должны с ним эффективно взаимодействовать, причём в отличие от протонов, которые из-за кулоновского барьера не могут

эффективно взаимодействовать с ядром при малых энергиях, нейтроны, не имеющие заряда, взаимодействуют с ядром при низких энергиях.

Ядерные реакции с нейтронами занимают особое место и в прикладной физике ядра. С помощью этих реакций получают радиоактивные элементы, используемые в настоящее время в оружии, медицине и исследованиях твёрдых тел. Деление тяжёлых ядер нейтронами лежит в основе работы ядерных реакторов.

Примеры ядерных реакций с нейтронами:



Первая и вторая из этих реакций – соответственно – упругое и неупругое рассеяние нейтрона на ядре. Третья реакция – реакция активации. Из стабильного изотопа получается нестабильный изотоп, который далее испытывает β -распад. Четвёртая реакция – реакция вынужденного деления ${}^{235}\text{U}$.

Эффективные сечения всех этих реакций зависят от энергии нейтронов. В связи с этим нейтроны по шкале энергий делят на медленные и быстрые.

К медленным относятся нейтроны с кинетической энергией до 100 кэВ. Различают ультрахолодные нейтроны ($0-10^{-7}$ эВ), холодные нейтроны ($10^{-7}-5 \times 10^{-3}$ эВ), тепловые нейтроны ($5 \times 10^{-3}-0,5$ эВ), резонансные нейтроны (0,5 эВ - 10 кэВ) и промежуточные нейтроны (10-100 кэВ). Часто резонансные и промежуточные нейтроны объединяют под общим термином "промежуточные нейтроны" (0,5 эВ - 100 кэВ). Тепловые нейтроны - нейтроны, замедленные до скорости, соответствующей средней тепловой энергии атомов или молекул, через которые они проходят (примерно 0,025 эВ). Резонансные нейтроны - нейтроны, кинетическая энергия которых соответствует резонансной энергии определённого нуклида; если нуклид не указан, термин относится к резонансным нейтронам ${}^{238}\text{U}$. Медленные нейтроны, вследствие своей малой энергии и соответственно скорости, больше времени находятся в области действия ядерных сил и имеют высокую вероятность захвата ядром. Быстрые нейтроны - свободные нейтроны, кинетическая энергия которых больше некоторой величины, конкретное значение которой зависит от контекста, в котором используется термин. В физике ядерных реакторов быстрыми называют нейтроны с энергиями больше 0,1 МэВ. Обычно к быстрым относят нейтроны с энергией от 10^4 до 10^8 эВ. Зависимость сечений взаимодействия с веществом для таких нейтронов имеет гладкий характер, без пиков, характерных для более медленных резонансных нейтронов. Быстрые нейтроны в большинстве случаев успевают пролететь возле ядра без взаимодействия.

Реакции под действием нейтронов наиболее вероятны в области низких энергий налетающих нейтронов. Отсутствие у нейтрона электрического заряда позволяет ему беспрепятственно проникать в ядро при сколь угодно малых энергиях и вызывать ядерную реакцию. При этом сечения реакций изменяются от Мб до мбарн. В случае медленных нейтронов основным процессом для большинства ядер является *радиационный захват* нейтрона (n, γ) с образованием составного ядра. Сечение процесса имеет резонансный характер. С увеличением энергии нейтрона вероятность его радиационного захвата падает, а сечение упругого рассеяния увеличивается. В реакциях последовательного радиационного захвата нейтронов (например, в реакторах) образуются *трансурановые элементы*. При последующем росте энергии нейтрона становятся возможными процессы неупругого рассеяния нейтронов с возбуждением низколежащих состояний ядра-мишени малой энергии, а также реакции деления ядер (n, f) и реакции с вылетом заряженных частиц (n, p) и (n, α). Дальнейшее увеличение энергии нейтрона приводит к реакции типа ($n, 2n$), (n, np).

Для медленных нейтронов важны их волновые свойства. Если энергия нейтрона 0,025 эВ, то длина волны де Бройля $\sim 10^{-8}$ см и соизмерима с межатомными расстояниями в твёрдом теле. В этих условиях может наблюдаться *дифракция нейтронов*, которая используется для изучения строения твёрдых тел.

1.1 Радиационный захват нейтрона

Радиационный захват нейтронов - ядерная реакция (n, γ), в которой ядро-мишень захватывает нейтрон, а энергия возбуждения образующегося ядра излучается в виде γ -кванта. Вероятность радиационного захвата зависит от свойств ядра-мишени и от энергии нейтрона E . Вероятность радиационного захвата, как правило, уменьшается с ростом E (исключения составляют резонансные реакции). Для медленных нейтронов эффективное поперечное сечение радиационного захвата пропорционально $E^{-1/2}$. Исследование спектра γ -лучей радиационного захвата позволяет определять характеристики образующихся ядер (уровни энергии, спины, чётности). Радиационный захват широко используется для получения радиоактивных изотопов. Этим объясняется его применение в смежных областях. Радиационный захват является основным процессом,

обусловливающим поглощение нейтронов в процессе работы ядерных реакторов; его используют для регулирования работы реактора.

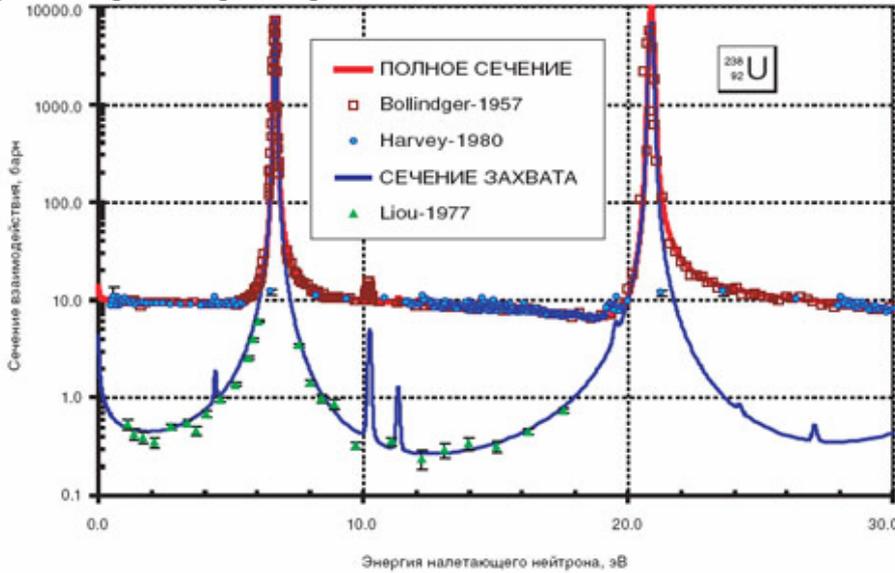
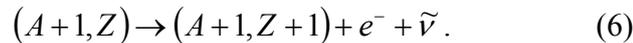


Рис. 1. Энергетическая зависимость полного сечения взаимодействия ядер ^{238}U с нейтронами и сечение радиационного захвата. То, что сечение поглощения сосредоточено в узких резонансах, где длина пробега нейтрона в металлическом уране составляет доли миллиметра, приводит к знаменитому эффекту резонансной самоэкранировки: во внутренние области урановых блоков нейтроны, которые могут поглощаться в ^{238}U , почти не попадают и имеют возможность замедлиться в окружающем эти блоки замедлителе до низких энергий, где сечение деления ^{235}U чрезвычайно возрастает. Именно резонансная самоэкранировка позволила создать первые ядерные реакторы, состоявшие из блоков природного урана в графитовом замедлителе.

Одним из самых распространённых видов ядерных реакций под действием нейтронов являются реакции (n, γ)



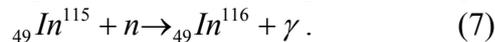
в результате которых образуется ядро $(A+1, Z)$, обычно являющееся β^- -радиоактивным, т.е. распадающимся по схеме



Так как реакции вида (n, γ) сводятся к захвату нейтрона с последующим испусканием γ -кванта, они называются реакциями радиационного захвата нейтрона. Реакции радиационного захвата идут под действием медленных нейтронов с энергией от 0 до 500 кэВ и широко используются для их детектирования.

Реакция радиационного захвата, являясь экзоэнергетической реакцией, идёт на всех ядрах (за исключением ^3He и ^4He), начиная с ядра ^1H и заканчивая ядром ^{238}U . Сечение для тепловых нейтронов в зависимости от нуклида варьируется в широких пределах от 0,1 до $10^3 \div 10^6$ барн, для быстрых — от 0,1 до несколько барн.

Примером (n, γ) -реакции является процесс захвата нейтронов с энергией 1,46 эВ индием:



Образующийся в этом процессе радиоактивный изотоп ${}_{49}\text{In}^{116}$ распадается с периодом полураспада с $T=54$ мин

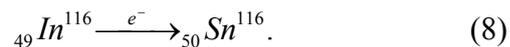
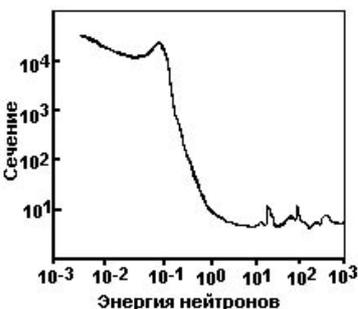
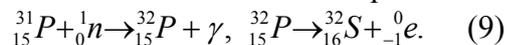


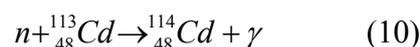
Рис. 2. Энергетическая зависимость сечения реакции $^{113}\text{Cd}(n, \gamma)^{113}\text{Cd}$.



Другим примером радиационного захвата является реакция на фосфоре-31:



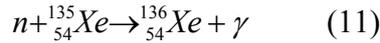
Реакция



имеет очень большое сечение в тепловой области, достигающее в резонансе ($E_n=0,17$ эВ) величины 20000 барн (**Рис. 2**). Характерная «ступенька» вблизи энергии $E_n \approx 0,4$ эВ для зависимости $\sigma_{n\gamma}(E_n)$ используется для

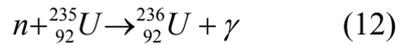
разделения потока нейтронов на две энергетические группы – с энергией большей 0,4 эВ, которая носит название надкадмиевых нейтронов, и с энергией меньше 0,4 эВ, называемой подкадмиевой.

Реакция



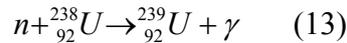
имеет одно из рекордных сечений в тепловой области, равное $3,5 \cdot 10^6$ барн (резонанс при энергии 0,084 эВ). Зависимость сечения $\sigma_{n\gamma}(E_n)$ имеет вид ступеньки при $E_n \approx 0,2$ эВ. ${}^{135}\text{Xe}$ является β^- -активным нуклидом и образуется в результате β^- -распада осколка деления ${}^{135}\text{I}$. Огромная величина сечения поглощения тепловых нейтронов и большой выход (6,34%) ${}^{135}\text{I}$ относительно других осколков деления приводят к т.н. *ксеноновому отравлению* ядерного реактора и неустойчивой работе реактора из-за появления *ксеноновых волн*.

Канал реакции



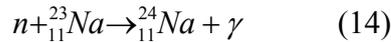
имеет вероятность около 20 %, уменьшая тем самым вероятность деления при захвате нейтрона ядром ${}^{235}\text{U}$ до 80 %.

Реакция



имеет сечение в тепловой области около 2,8 барн и вызывает захват большой доли нейтронов, участвующих в цепной реакции деления, так как в реакторах на тепловых нейтронах содержание ${}^{238}\text{U}$ составляет 95 ÷ 97 % состава смеси изотопов ${}^{238}\text{U}$ и ${}^{235}\text{U}$. В то же время она определяет процесс преобразования сырьевого нуклида ${}^{238}\text{U}$ в делящийся нуклид ${}^{238}\text{Pu}$.

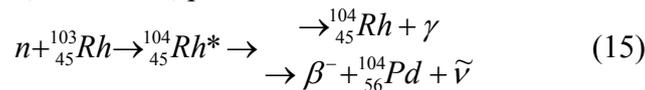
Образующиеся в реакции (n,γ) ядра, как правило, оказываются β^- -активными, т.к. они смещаются с дорожки стабильности в область β^- -радиоактивных ядер. Поэтому реакции (n,γ) часто служат причиной активации. Примером сильноактивируемого вещества может служить натрий, который используется в качестве теплоносителя в реакторах на быстрых нейтронах:



В реакции образуется β^- -активный ${}^{24}\text{Na}$ с $T_{1/2} = 15$ ч. Процесс β^- -распада сопровождается испусканием γ -квантов с энергией 2,76 МэВ. По этой причине в реакторах на быстрых нейтронах используется двухконтурная схема.

Вода, которая применяется как замедлитель и теплоноситель в реакторах на тепловых нейтронах, активируется слабо из-за малых сечений радиационного захвата у ядер. В большей степени активируются обычно примеси, попадающие в теплоноситель.

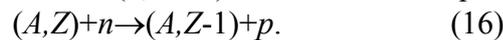
Активация нейтронами серебра и, особенно, родия



широко используется в *детекторах прямого заряда*, предназначенных для контроля плотности потока нейтронов в активной зоне ядерных реакторов. Измеряется ток β^- -частиц, которые возникают в нижней ветви реакции (15).

1.2 Реакции с образованием протонов

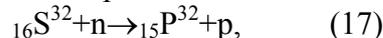
Под действием нейтронов с энергией $E_n \approx (0,5 \div 10)$ МэВ часто идёт реакция вида (n,p) :



Обычно (n,p) -реакции имеют $Q > 0$ (так как $m_n > m_p$), а если $Q < 0$, то $|Q| \approx 1$ МэВ. Однако для того, чтобы образующийся протон мог преодолеть кулоновский барьер при вылете из ядра, нейтрон должен иметь достаточно большую энергию.

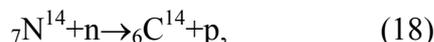
Как и радиационный захват, эта реакция приводит к образованию нестабильных ядер.

Примером (n,p) -реакции является пороговая реакция



у которой $Q \approx -0,92$ МэВ.

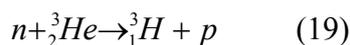
Реакция



имеет $Q \approx 0,6$ МэВ и идёт даже от тепловых нейтронов ($\sigma_{np} = 1,75$ барн). Применяется для получения очень важного в *методе меченых атомов* β^- -активного нуклида ${}^{14}\text{C}$ ($T_{1/2} = 5730$ лет), а также для регистрации нейтронов с помощью фотоэмульсий, содержащих ${}^{14}\text{N}$. Вторичные нейтроны космического излучения

вызывают реакцию (47) на границе тропосферы и атмосферы и образование радиоуглерода ^{14}C . Радиоуглерод используется в археологии для определения возраста древних органических останков

Реакция



применяется для регистрации нейтронов в счетчиках, наполненных ${}^3\text{He}$. Сечение для тепловых нейтронов $\sigma_{np} = 5400$ барн.

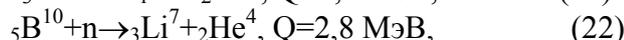
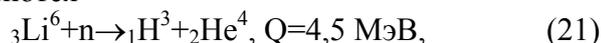
1.3 Реакции с образованием α -частиц

Очень широко используются в ядерной физике реакции вида (n, α) :



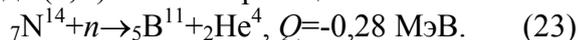
Для эффективного протекания (n, α) -реакций также нужны нейтроны с энергиями от 0,5 до 10 МэВ. Однако в некоторых случаях энергия реакции настолько велика, а кулоновский барьер настолько мал, что реакция с большой вероятностью идёт на тепловых нейтронах.

Примером таких реакций являются



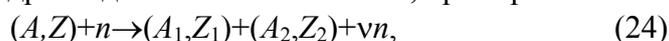
Реакция (50) имеет сечение на тепловых нейтронах $\sigma_{n\alpha} = 3840$ барн и широко применяется для регистрации тепловых нейтронов в различных борных счетчиках и ионизационных камерах. Для этой же цели используется и экзоэнергетическая реакция (49), имеющая сечение на тепловых нейтронах $\sigma_{n\alpha} = 945$ барн.

Эндотермической реакцией вида (n, α) является реакция



1.4 Реакции деления под действием нейтронов

При облучении тяжёлых ядер (тория, протактиния, урана, плутония и многих других) нейтронами с энергией $E_n > 1$ МэВ (а для некоторых изотопов урана и плутония даже тепловыми нейтронами) происходит реакция разделения тяжёлого ядра на два осколка с массами, примерно относящимися как 2:3



где $A_1 + A_2 = A + 1$, $Z_1 + Z_2 = Z$, ν - число нейтронов, образующихся в процессе деления.

Реакция такого вида называется реакцией деления и обозначается знаком (n, f) (по первой букве английского слова fission, что значит деление).

Вынужденное деление было открыто Ханом, Штрассманом и Мейтнер в 1938, спонтанное деление К.А.Петержаком и Г.Н.Флёрвым в 1940. Теория деления была создана в 1939 Н.Бором, Дж. Уиллером и Я.И.Френкелем, которые проанализировали гипотезу Фриша и Мейтнер о неустойчивости тяжёлых ядер к изменению их формы при помощи капельной модели ядра. Теория позволила вычислить Q , понять роль параметра деления Z^2/A , объяснить природу спонтанного деления.

Делением называется реакция расщепления атомного ядра (обычно тяжёлого) на две (иногда на три) примерно равные по массе части (осколки деления). Тяжёлые ядра ($Z \geq 90$) делятся как после предварительного слабого возбуждения атомного ядра, например в результате облучения его нейтронами с энергией $E_n \approx 1$ МэВ, а для некоторых ядер даже тепловыми нейтронами (вынужденное деление), так и без предварительного возбуждения, т.е. самопроизвольно (спонтанное деление). Ядра с $Z < 90$ делятся только вынужденным способом, причём энергия возбуждения, необходимая для деления, растёт с уменьшением параметра деления Z^2/A . Вынужденное деление происходит практически мгновенно ($\tau \approx 10^{-14}$ сек).

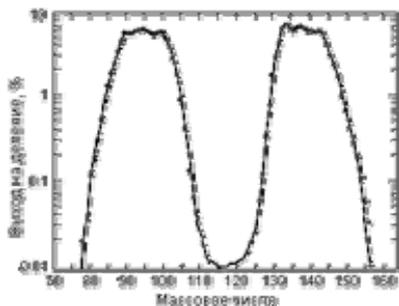


Рис. 3. Распределение по массам осколков деления урана-235 тепловыми нейтронами.

В процессе деления ядра освобождается энергия $Q \approx 200$ МэВ, значительную часть которой уносят осколки в форме кинетической энергии. Осколки, образующиеся при делении, сильно перегружены нейтронами, вследствие чего они дают начало β^- -радиоактивным цепочкам из продуктов деления. В процессе деления испускаются мгновенные ($t < 10^{-14}$, 2,5 на один акт деления ${}_{92}\text{U}$) нейтроны. А продукты деления испускают запаздывающие (через некоторое время после

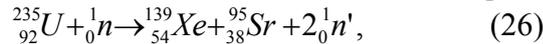
деления, $0,05 \text{ с} < t < 60 \text{ с}$, 1% мгновенных) нейтроны. Мгновенные и запаздывающие нейтроны имеют энергию, в пределах от 0 до 7 МэВ, где на один нейтрон приходится в среднем около 2 МэВ. В процессе β^- -распада осколков освобождается 20 МэВ энергии, 5 МэВ уносят мгновенные γ -кванты, испусканием которых сопровождается деление. Деление ядер сопровождается выделением большого количества энергии. При делении тяжелого ядра на два осколка освобождается энергия, равная примерно 1,1 МэВ на один нуклон. Например, при делении ядра ${}_{92}^{238}\text{U}$ освобождается $238 \times 1,1 \approx 260$ МэВ. Эта энергия уносится осколками, нейтронами деления, а также продуктами последующего распада осколков деления.

Мгновенные нейтроны испускаются движущимися осколками, запаздывающие – остановившимися продуктами деления после предварительного β^- -распада. Спектр мгновенных нейтронов деления передаётся полуэмпирической формулой

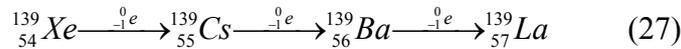
$$f(T) \approx e^{-T} sh\sqrt{2T}, \quad (25)$$

запаздывающие нейтроны образуют несколько моноэнергетических групп.

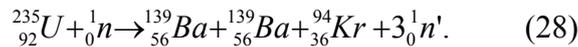
Этот процесс деления может происходить в несколько этапов. Например, при делении ядра урана



осколок деления ${}_{54}^{139}\text{Xe}$ в результате трёх актов испускания электронов превращается в стабильный лантан ${}_{57}^{139}\text{La}$:



Осколки деления могут быть разнообразными, поэтому возможна также реакция деления урана ${}_{92}^{235}\text{U}$ с образованием осколков ${}_{56}^{139}\text{Ba}$, ${}_{36}^{94}\text{Kr}$:



Вынужденное деление слабозбуждённых ядер и спонтанное деление происходят не симметрично: отношение масс лёгкого и тяжёлого осколков равно примерно 2/3 (двугорбая массовая кривая, **Рис. 3.**). При повышении энергии возбуждения прогиб на кривой выхода продуктов постепенно уменьшается, и кривая распределения осколков по массам становится одногорбой.

Продукт деления - нуклид, образующийся в результате либо деления, либо последующего радиоактивного распада образовавшегося таким же образом радиоактивного нуклида.

Деление энергетически выгодно ($Q > 0$) при $Z^2/A > 17$ (т.е. при $Z > 47$), причём Q растёт с ростом Z^2/A . В процессе деформации предшествующей делению, энергия ядра первоначально возрастает и только после этого убывает (энергетический барьер деления). Высота барьера деления убывает с ростом Z^2/A и при $Z^2/A = 45 \div 49$ становится равной нулю ($Z \approx 120$). Вынужденное деление возможно только при предварительном возбуждении ядра на энергию, превышающую высоту барьера деления.

Деление ядер под действием тепловых нейтронов возможно только для чётно-нечётных или нечётно-нечётных ядер с $Z > 90$. ${}^{235}\text{U}$, ${}^{233}\text{U}$ и ${}^{239}\text{Pu}$ способны к делению под действием **нейтронов** любых энергий, в том числе – тепловых. Реакции деления других тяжелых нуклидов имеют барьер; например, для деления ${}^{238}\text{U}$ и ${}^{232}\text{Th}$ необходимы нейтроны с энергией выше 1 МэВ. Большинство элементов, более тяжёлых, чем висмут, делятся под воздействием **протонов**, если энергия протонов достаточно велика, чтобы преодолеть кулоновское отталкивание ядра.

Сечение реакции деления зависит от вида ядер и энергии нейтронов. Например, высокоэнергетичные нейтроны с энергией в несколько десятков мегаэлектрон-вольт вызывают деление практически всех ядер. Нейтроны с энергией в несколько мега-электрон-вольт вызывают деление только тяжелых ядер $A > 210$. Нейтроны с энергией порядка 1 МэВ вызывают деление ядер урана ${}_{92}^{238}\text{U}$, тория ${}_{90}^{232}\text{Th}$, протактиния ${}_{91}^{231}\text{Pa}$ и плутония ${}_{94}^{239}\text{Pu}$. Нейтроны с энергией 0,001 - 0,5 эВ (тепловые нейтроны) активно вступают в реакции с ядрами ${}_{92}^{235}\text{U}$, ${}_{94}^{239}\text{Pu}$, ${}_{92}^{233}\text{U}$, ${}_{90}^{230}\text{Th}$. Испускаемые при делении ядер нейтроны могут вызывать новые акты деления, что делает возможным осуществление цепной реакции деления - ядерной реакции, в которой частицы, вызывающие реакцию, образуются как продукты этой реакции.

Некоторые важные особенности реакции деления не только нейтронами, но и другими частицами мы рассмотрим позднее в отдельной лекции.

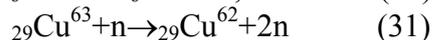
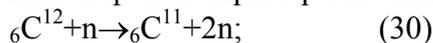
1.5 Реакции с образованием двух и большего числа нейтронов

Реакции $(n, 2n)$ являются эндоэнергетическими и имеют порог, примерно равный 10 МэВ, за исключением реакции



с порогом ~ 2 МэВ. Сечение $\sim 0,1$ барн.

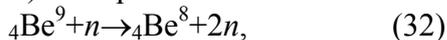
При $E_n > 10$ МэВ становятся возможными реакции вида $(n,2n)$, (n,np) , $(n,3n)$ и другие, которые широко используются в качестве детекторов быстрых нейтронов. Примерами этих реакций являются



с пороговыми, соответственно равными 20 и 10 МэВ.

Большой порог реакций вида $(n,2n)$ и аналогичных им объясняется тем, что для освобождения из ядра двух нуклонов надо затратить энергию, которая должна быть равна хотя бы удвоенной энергии связи (отделения) нуклона, тогда как при захвате первичного нейтрона в ядро вносится только одна порция энергии связи.

Исключением является реакция $(n,2n)$ на бериллии



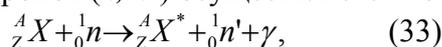
порог которой составляет всего 3 МэВ. К сожалению, эта реакция идёт не с выделением, а с поглощением энергии.

1.6 Неупругое рассеяние нейтронов

Нейтрон с энергией в несколько сот кэВ после попадания в ядро может перевести его в возбуждённое состояние и снова вылететь из него (может вылететь не тот, что влетел), но уже с меньшей энергией. Такой процесс называется процессом неупругого рассеяния нейтрона. Граничная энергия $E_n > 0,5$ примерна - её положение для каждого конкретного ядра зависит от расположения уровня возбуждённых состояний.

Неупругое рассеяние (n,n') нейтронов происходит в том случае, когда кинетическая энергия вылетающего из составного ядра нейтрона меньше первичного, а конечное ядро образуется в возбуждённом состоянии.

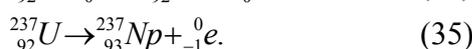
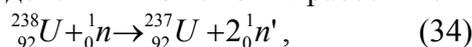
Неупругое рассеяние быстрых нейтронов (n, n') осуществляется по схеме



где ${}_0^1n$ - вылетающий из ядра нейтрон (вторичный нейтрон), имеющий энергию, меньшую, чем первичный ${}_0^1n$; ${}_Z^AX^*$ - возбуждённое ядро, переход которого в основное состояние сопровождается испусканием γ -кванта.

Для реализации этого процесса нейтрон должен иметь кинетическую энергию, достаточную для образования составного ядра во втором, третьем и т.д. возбуждённых состояниях. Неупругое рассеяние при сравнительно небольших энергиях нейтронов (порядка нескольких сотен кэВ) может наблюдаться у тяжелых ядер и зависит от расположения уровней возбуждённых состояний конкретного ядра.

Рассеяние $(n, 2n')$, как правило, происходит на тяжелых ядрах при энергии нейтронов порядка нескольких МэВ. Примером этого взаимодействия может быть рассеяние нейтронов ядром урана:



1.7 Упругое рассеяние нейтронов

Упругое рассеяние (n,n) нейтронов не изменяет состояния ядра. В процессе упругого рассеяния сохраняется кинетическая энергия нейтрона в СЦИ (система центра инерции), а в ЛСК (лабораторная система координат) сохраняется суммарная кинетическая энергия нейтрона и ядра. Упругое рассеяние может осуществляться посредством двух различных механизмов. В первом случае образуется составное ядро, которое распадается с испусканием нейтрона. Этот процесс носит название резонансного рассеяния. Рассеяние без образования составного ядра происходит на ядерном потенциале и называется потенциальным рассеянием. Вероятность реализации одного из двух механизмов зависит от соотношения между естественной шириной Γ уровня и расстоянием D между соседними уровнями. Кроме того, вылет нейтрона при резонансном рассеянии происходит из составного ядра, для образования которого необходимо строгое выполнение энергетических и спиновых соотношений. Если же кинетическая энергия нейтрона меньше той, которая необходима для образования составного ядра в первом возбуждённом состоянии, то образование составного ядра вообще невозможно, и будет наблюдаться только потенциальное рассеяние.

В результате упругого рассеяния ядро остаётся в прежнем состоянии, а нейтрон сохраняет свою первоначальную кинетическую энергию.

Упругое рассеяние нейтронов широко используется для регистрации быстрых нейтронов методом наблюдения следов ядер отдачи в различных трековых приборах, для измерения их кинетической энергии, а также для регистрации ядер отдачи ионизационными методами.

Упругое рассеяние является основным процессом замедления нейтронов при распространении нейтронов в веществе и играет исключительную роль в ядерных реакторах.

2. ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ С УЧАСТИЕМ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

Если в качестве налетающих частиц используются заряженные частицы, они должны иметь достаточную кинетическую энергию, для того чтобы преодолеть кулоновское отталкивание ядра и попасть в область действия ядерных сил. (Если энергия заряженной частицы меньше высоты кулоновского барьера, вероятность ядерной реакции будет сильно подавлена.) Пучки частиц необходимых энергий легко получаются на современных ускорителях. Если энергия частицы недостаточна для преодоления кулоновского барьера, то она будет испытывать упругое рассеяние в кулоновском поле ядра, описываемое формулой Резерфорда.

При прохождении заряженных частиц через вещество одним из основных механизмов их взаимодействия с электронами и ядрами вещества является электромагнитное взаимодействие. Проиллюстрируем это на конкретных примерах.

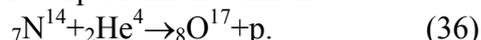
2.1 Реакции под действием α -частиц

Рассмотрим ядерные реакции, протекающие под действием α -частиц, испускаемыми радионуклидами природного происхождения. Реакциями с участием ионов гелия, ускоренных до высоких энергий, займёмся позднее.

Первая ядерная реакция была осуществлена в 1919 Резерфордом, который использовал в качестве бомбардирующих частиц α -частицы, испускаемые тяжёлыми α -радиоактивными ядрами. В течение длительного времени реакции под действием α -частиц были единственным известным видом ядерных реакций. Только в 1932, когда Кокрофт и Уолтон предложили способ искусственного ускорения протонов, появилась возможность изучать реакции, идущие под действием протонов и ускоренных ионов различных элементов.

Под действием α -частиц α -радиоактивных ядер можно изучать ядерные реакции только на лёгких ядрах, т.к. тяжёлые ядра имеют высокий кулоновский барьер (до 25 МэВ), величина которого значительно превышает кинетическую энергию α -частиц (не более 9 МэВ). Основными видами ядерных реакций, идущих под действием α -частиц, являются реакции типа (α, p) и (α, n) . Характер протекания ядерных реакций под действием α -частиц определяется двумя факторами: высотой кулоновского барьера и величиной энергии связи α -частицы в ядре.

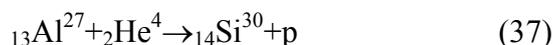
Первая открытая ядерная реакция в современной записи:



Эта реакция - эндотермическая ($Q = -1,06$ МэВ) и имеет выход $2 \cdot 10^{-5}$ (при $E_\alpha = 7,8$ МэВ).

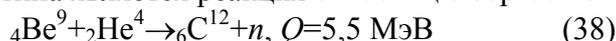
Реакция поглощения тепловых нейтронов завершается излучением избыточной энергии в виде γ -квантов.

Реакция



экзотермическая с $Q = 2,26$ МэВ, что приводит к образованию длиннопробежных протонов (пробег в воздухе 90 см). Выход реакции ${}_{13}\text{Al}^{27}(\alpha, n){}_{14}\text{Si}^{30}$ ступенчато увеличивается с ростом энергии α -частиц, что свидетельствует о резонансной зависимости сечения реакции от энергии. Наличие максимумов в сечении означает, что α -частица с соответствующей энергией захватывается на один из квазистационарных уровней промежуточного ядра.

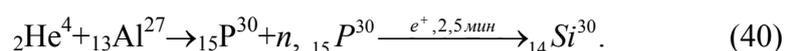
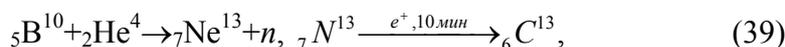
Реакции типа (α, n) были открыты Чедвигом в 1932 в опытах по обнаружению нейтрона. Одной из самых известных реакций этого типа является реакция α -частиц с бериллием



которая отличается чрезвычайно большим выходом $2,5 \cdot 10^4$ при $E_\alpha = 5,44$ МэВ.

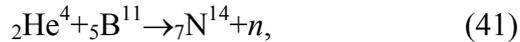
Реакции типа (α, n) в отличие от реакций типа (α, p) , которые, как правило, дают стабильные продукты, часто используются для получения радиоактивных изотопов

Примерами таких реакций являются:

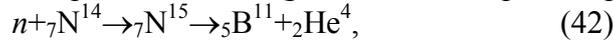


Однако иногда реакция (α, n) может приводить к образованию стабильного ядра. Такие случаи интересны тем, что подобные реакции можно без особого труда направить на обратную сторону, используя ядра, образующиеся в прямой реакции, в качестве мишени для обратной реакции.

Примером является реакция



дающая стабильный изотоп ${}^{14}_7\text{N}$. Эта реакция имеет $Q=0,28$ МэВ. Обратной реакцией является процесс



для которого $Q=-0,28$ МэВ.

Обе реакции идут через одно и то же промежуточное ядро ${}^{15}_7\text{N}$, что позволяет определить положение его энергетических уровней.

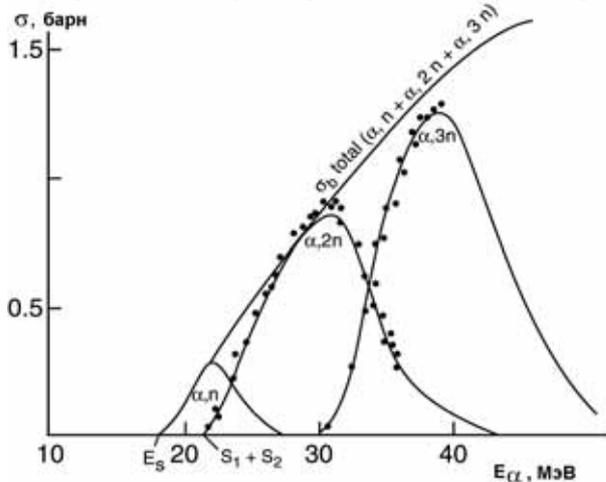


Рис. 4. Функция возбуждения реакции ${}^{209}\text{Bi}(\alpha, xn)$.

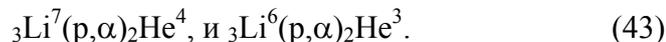
Как уже упоминалось в предыдущей лекции, ядерные реакции с заряженными частицами (в том числе – реакция α, n) являются пороговыми, причём чем выше энергия α -частицы, тем выше сечение ядерной реакции. Однако, здесь встречаются определённые сложности. Проиллюстрируем их на примере реакции ${}^{209}\text{Bi}(\alpha, xn)$, т.е. реакции в которой возможно испарение нескольких нейтронов. Зависимость сечений происходящих здесь реакций от энергии α -частицы представлена на Рис. 4. Реакция начинается после достижения порога E_S , затем сечение увеличивается с ростом энергии, т.к. сечение образования

составного ядра также увеличивается. В конце концов, энергия возбуждения составного ядра становится настолько большой, что энергетически становится возможной эмиссия двух нейтронов. Этот процесс эмиссии двух нейтронов доминирует над процессом эмиссии одного нейтрона и сечение однеитронного процесса уменьшается. После этого уже трёхнейтронный процесс доминирует над двухнейтронным.

2.2 Реакции под действием протонов

Под действием протонов идут следующие ядерные реакции: (p, α) , (p, n) , (p, p) , (p, γ) и (p, d) .

Реакции (p, α) обычно бывают экзотермическими. На тяжёлых ядрах их вероятность не велика, т.к. вылету α -частицы из ядра сильно препятствует высокий кулоновский барьер. Этот барьер позволяет выходить за пределы ядра только самым быстрым α -частицам, испускание которых соответствует переходу ядра на нижние и, следовательно, наиболее редко расположенные энергетические уровни. А так как статический вес состояния определяется плотностью уровней, то отсюда и вытекает малая вероятность реакций типа (p, α) . На лёгкие ядра, где кулоновский барьер невысок, это правило не распространяется. Примерами являются реакции



Реакции (p, n) на стабильных ядрах всегда бывают эндотермическими и имеют порог, величина которого больше 0,8 МэВ (обычно $1 \div 3$ МэВ). Типичным примером такой реакции является реакция ${}^7_3\text{Li}(p, n){}_4\text{Be}^7$, которая имеет $Q=-1,65$ МэВ и $E_{\text{мин}}=1,88$ МэВ.

Ввиду того, что при (p, n) -реакции ядро-продукт приобретает добавочный положительный электрический заряд, оно, как правило, проявляет β^+ или K -активность. Вероятность реакций (p, p) сравнима с вероятностью реакций типа (p, n) , если кинетическая энергия падающих протонов превышает высоту барьера. Так как вероятность испускания промежуточным ядром частиц значительно больше вероятности испускания γ -кванта, то реакция типа (p, γ) имеет очень малый выход. Однако в тех случаях, когда испускание частиц почему-либо невозможно или сильно затруднено, реакция (p, γ) приобретает большое значение. Например, когда $E_p < E_{\text{мин}}$ для (p, n) -реакции, реакция типа (p, γ) может идти наряду с реакцией (p, p) . Одним из интересных примеров реакций (p, γ) с большим выходом является реакция ${}^7_3\text{Li}(p, \gamma){}_4\text{Be}^8$.

Реакции (p, d) встречаются значительно реже остальных, так как дейтрон представляет собой слабосвязанное ядро, для образования которого нужна большая энергия. Реакции типа (p, d) – эндотермические. Пример: ${}^9_4\text{Be}(p, d){}_4\text{Be}^8$. Протоны и более тяжёлые ионы, движущиеся слишком медленно, для того чтобы преодолеть кулоновский барьер, приближаясь к ядру, создают относительно медленно меняющееся электрическое поле, которое действует на протоны ядра. В этих случаях ядро, поглощая электромагнитную энергию, переходит в возбуждённое состояние, а налетающий ион теряет часть своей

энергии. Кулоновское возбуждение - одно из основных средств изучения низколежащих коллективных состояний ядер.

2.3 Ядерные реакции под действием заряженных частиц, ускоренных при высоких энергиях

Основными процессами в реакциях под действием заряженных частиц (p , d , t , α ,...) здесь также являются упругое и неупругое рассеяния, радиационный захват, реакции (p, n), (n, α), (p, f) и др. Отличия от ядерных реакций, вызванных нейтронами, связаны с зарядом частиц. Вероятность реакции (сечение) заметно отличается от нуля, начиная с энергии, при которой проникаемость кулоновского барьера достаточно велика. С увеличением заряда растёт высота *кулоновского барьера ядра*. В упругом рассеянии существенный вклад в сечение даёт кулоновское взаимодействие.

Ядерные реакции под действием дейтронов характеризуются наиболее высоким выходом по сравнению с другими ядерными реакциями под действием заряженных частиц. Например, выход реакции ${}^9\text{Be}(d, n)\text{V}$ при энергии дейтрона $E_d = 16$ МэВ достигает 0,02, а для ядерных реакций с другими заряженными частицами таких энергий - порядка 10^{-3} - 10^{-6} . Ядерные реакции с дейтронами могут протекать с образованием составного ядра, путём расщепления дейтрона кулоновским полем ядра мишени и прямым механизмом срыва. Эффективные сечения этих трёх процессов примерно одного порядка. Так как в дейтроне среднее расстояние между протоном и нейтроном относительно велико, а их энергия связи мала, то при бомбардировке ядер дейтронами наиболее вероятен захват ядром лишь одного из нуклонов дейтрона, тогда как второй пролетает дальше, не испытав взаимодействия с ядром. В этом случае ядерная реакция осуществляется не внутри ядра, а на его поверхности. Протоны и нейтроны, образующиеся в ядерной реакции срыва, летят в основном вперёд. Дейтроны, ускоряемые в циклотронах, широко используются для получения радиоактивных нуклидов и интенсивных потоков нейтронов.

Ядерные реакции между легчайшими ядрами имеют заметный выход даже при малых энергиях налетающих частиц (порядка 1-10 кэВ). Поэтому они могут осуществляться не только бомбардировкой мишени пучком ускоренных частиц, но и нагреванием смеси взаимодействующих ядер до температуры $\sim 10^7$ К.

На характер реакций с участием *дейтрона* большое влияние оказывают его структурные особенности - малая энергия связи ($\sim 2,23$ МэВ), относительно большой (по сравнению с близкими по массовому числу A ядрами) радиус ($4 \cdot 10^{-13}$ см). Дейтрон в ядерной реакции легко расщепляется, и с ядром-мишенью взаимодействует только один из его нуклонов. Доминирующий механизм реакции - прямой. Однако во многих случаях дейтрон ведёт себя аналогично другим заряженным частицам и с большой вероятностью испытывает упругое и неупругое рассеяния, вызывает реакции (d, t), (d, α) и др. Такие реакции лежат в основе *управляемого термоядерного синтеза*.

Кроме упругого и неупругого рассеяний важный тип ядерных реакций представляют квазиупругие процессы (p, p'), (${}^3\text{He}, t$) и др., когда вылетевшая частица по своим характеристикам (в том числе и энергии) мало отличается от падающей. Если налетающая и вылетающая частицы обмениваются зарядом, то в квазиупругих реакциях при энергиях ~ 100 МэВ на нуклон наблюдаются зарядово-обменные резонансы. Исследования этих процессов дают информацию о взаимодействии нуклонов в ядрах и свойствах ядерных мезонных полей. При теоретической описании квазиупругих процессов часто используют понятия оптики. В этом случае рассеяние частицы на ядре, состоящем из многих нуклонов, трактуют как прохождение падающей волны через среду, оптические свойства которой определяются потенциалом, параметры которого подбираются из условия соответствия расчётных и экспериментальных данных. Аналогии дифракции, также обнаруживаются в рассеянии лёгких ядер ($2 < Z < 12$) на ядрах.

Рассмотрим теперь ядерные реакции с частицами (снарядами), ускоренными до энергий, значительно превышающих энергию связи нуклонов в ядре.

Ядерная реакция называется низко-энергетичной ядерной реакцией, если энергия снаряда меньше 10 МэВ/нуклон, что примерно соответствует кулоновскому барьеру. Ядерная реакция называется высоко-энергетичной ядерной реакцией, если энергия снаряда много больше кулоновского барьера и приближается к массе неподвижного ядра, например, 400 МэВ/нуклон. (Реакции, вызванные снарядами с 20-250 МэВ/нуклон называются реакциями на промежуточных энергиях).

Что различает низко- и высоко-энергетические реакции? В низкоэнергетических ядерных столкновениях, нуклоны снаряда взаимодействуют со средним ядерным силовым полем, связанным со всем ядром мишени. В высоко энергетичных реакциях ядра снаряда взаимодействуют с нуклонами ядра мишени индивидуально, через нуклон-нуклонные взаимодействия. Чтобы понять, почему это происходит, определим

длину волны Дебройля 10 МэВ протона и 1000 МэВ протона. Имеем $\lambda_{10\text{МэВ}}=9,0$ фм и $\lambda_{1000\text{МэВ}}=0,73$ фм. Среднее пространство между нуклонами в ядре 1,2 фм. Таким образом, можно заключить, что при низких энергиях ядро снаряда может взаимодействовать с несколькими нуклонами сразу, в то время, как при высоких энергиях столкновения происходят между парой нейтронов. Малая длина волны позволяет "зондировать" ядро: влетающий в ядро нуклон взаимодействует в каждый момент времени только с одним нуклоном и при этом так, как будто он свободен. Важная особенность ядерных реакций под действием частиц высоких энергий - возможность передать даже лёгкому ядру возбуждение ~ 100 МэВ.

Какие типы реакции мы наблюдаем при высоких энергиях? Поскольку мы имеем дело с процессами, доминирующими при нуклон-нуклон соударениях, то мы не ожидаем образования сколько-нибудь значительного количества составных ядер. Вместо этого большинство реакций должно быть прямыми реакциями, происходящими очень быстро. На **Рис. 5** показано типичное распределение масс остаточных ядер, возникших при взаимодействии ГэВ протонов с тяжёлым ядром (^{209}Bi).

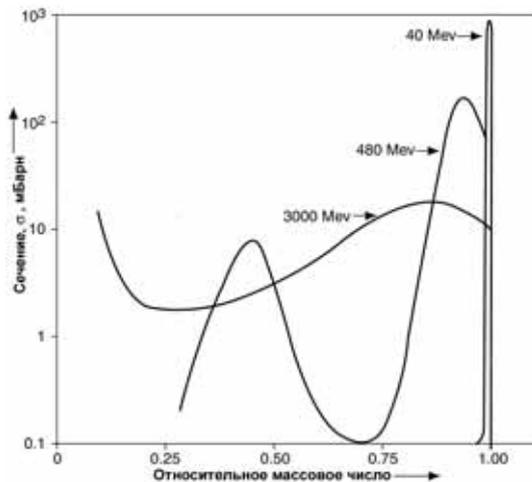


Рис. 5. Распределение масс для реакции $p+^{209}\text{Bi}$.

При высоких энергиях наблюдается непрерывное распределение масс продукта, изменяющееся от массы ядра мишени до очень низких значений A . Три области можно выделить в распределении получаемых продуктов. Первая — в районе масс $A_{\text{мишень}}/2$ ($A=50-140$). Продукты с большой массой, $A_{\text{фрагмент}} \geq (2/3)A_{\text{мишени}}$, возникают в прямой реакции, называемой скалыванием. Начальный протон выбивает несколько нуклонов в серии двухтельных соударений, оставляя за собой высоковозбуждённое тяжёлое ядро. Это ядро распадается путём испарения заряженных частиц и нейтронов, формируя непрерывное распределение продуктов: от малых A от массы мишени. Для низкого массового числа $A_{\text{фрагмент}} \leq (2/3)A_{\text{мишени}}$ наблюдается другая группа фрагментов, которые называются фрагментами промежуточной массы. Эти фрагменты возникают из очень высоковозбуждённых остатков лобовых столкновений путём или последовательных эмиссий частиц или процесса ядерного распада названного мультифрагментацией.

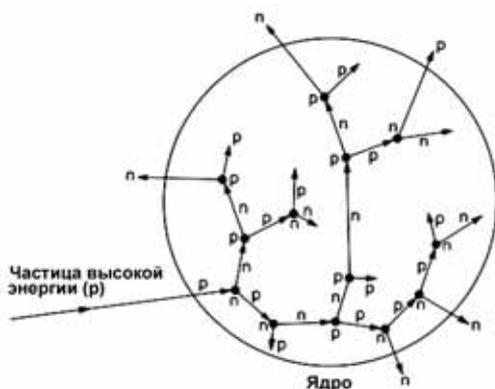
Ход реакции при высоких энергиях отличается от такового при низких энергиях. При взаимодействии быстрого нуклона с ядром он может испытывать упругое рассеяние и вызывать ядерную реакцию. Сечение упругого рассеяния σ_y плавно зависит от энергии налетающих частиц. Полное сечение взаимодействия быстрых нуклонов $\sigma_{\text{полн}}$ меняется в пределах от $2\pi R^2$ до πR^2 . Как упомянуто ранее, столкновение вероятнее произойдёт между парой нуклонов, чем один нуклон провзаимодействует с несколькими нуклонами одновременно. Сечение ядро-ядро рассеяния изменяется обратно пропорционально энергии снаряда. При очень высоких энергиях, сечение может стать настолько малым, что некоторые нуклоны будут проходить через ядро без каких-либо соударений, т.е. ядро станет для него прозрачно (говорят, что при энергии нуклона > 150 МэВ ядро ведёт себя не как абсолютно поглощающая среда). Угловые распределения упруго рассеянных частиц сходны с дифракционной картиной - имеется ярко выраженная направленность вперёд.

Полезной количественной мерой число соударений нуклона при его прохождении через ядро является свободный пробег. Формально имеем

$$L = \frac{1}{\rho\sigma} \quad (44)$$

где σ - среднее сечение нуклон-нуклон рассеяния (30 миллибарн) и ρ - ядерная плотность ($\sim 10^{38}$ нуклон/см³).

Рис. 6. Схема ядерного каскада.



Средний пробег 3×10^{-13} см. В каждом столкновении кинетическая энергия, переданная поражённому нуклону, равна 25 МэВ и поэтому поражённый нуклон может соударяться с другими нуклонами, генерируя каскад выбитых частиц (**Рис. 6**). Если энергия начального пучка нуклонов превышает 300 МэВ, то возможна генерация π мезонов, которые в свою очередь могут взаимодействовать

с другими нуклонами. Типичное время каскада 10^{-22} сек. Результат этого внутриядерного каскада – возбуждённое ядро, которое может распасться предравновесной эмиссией частиц, испарением нуклонов, последующей эмиссией ядер промежуточной массы или развалиться на множество фрагментов.

При очень высоких энергиях снаряда (0.250-2.1 ГэВ/нуклон) ядерная реакция интерпретируется в терминах простой геометрической модели, называемой моделью стирания-удаления или моделью болида (шаровой молнии) (Рис. 7). В этой модели налетающий надламывает сектор мишени (соответствует перекрытию областей снаряда и мишени - шаг "стирания") (скалывания). Не перекрывшаяся область мишени и снаряда остаётся не задетой и не нагретой - "очевидец" столкновения. Горячая перекрытая область ("участник" столкновения) формирует "болид", который распадается с испусканием нуклонов и фрагментов. Поражённое ядро мишени, имеет область с дополнительной площадью поверхности, срезаемой снарядом, и в результате сокращающейся. При ходе релаксации ядра, избыток поверхностной энергии переходит в энергию возбуждения и реализуемой эмиссией нуклонов и фрагментов (стадия "удаления"). Использование этой модели для столкновений ядро-ядро высокой энергии привело к разделению высокоэнергичных столкновений ядро-ядро на "периферийные" и "центральные". Реакции, производящие большое число «очевидцев», называются реакциями фрагментации. Они интересны для производства новых радиоактивных ядер и создания радиоактивных пучков.

Таким образом, большая энергия налетающей частицы может распределиться между многими нуклонами ядра. При этом часть из них приобретает энергию, достаточную, чтобы покинуть ядро. При взаимодействии частицы высокой энергии с ядром может развиваться внутриядерный каскад, в результате которого испускается несколько энергичных частиц, а оставшаяся часть оказывается сильно возбуждённым составным ядром, которое, распадаясь, испускает частицы малых энергий. Среднее число испускаемых частиц растёт с увеличением энергии первичной частицы. В ходе ядерной реакции, кроме нуклонов, могут (с меньшей вероятностью) испускаться более тяжёлые ядерные осколки (дейтроны, тритоны, α -частицы).

Под действием быстрых частиц наблюдают и более простые ядерные реакции: неупругое рассеяние (p, p'), ядерные реакции «перезарядки» (p, n), «подхвата» (p, d), «выбивания» ($p, 2p$) и др. Вклад этих процессов в полное сечение ядерных реакций невелик (~ 10 -20%). Реакция выбивания протона ($p, 2p$) оказалась очень удобной для исследования структуры ядер. Измеряя энергию вылетающих протонов, можно определить потерю энергии в ядерной реакции и энергию связи выбитого протона. В распределении по энергиям остаточных ядер наблюдаются максимумы, соответствующие возбуждённым уровням остаточного ядра. Энергия возбуждения этих уровней достигает 50-70 МэВ, и они соответствуют дырочным возбуждениям глубоких оболочек.

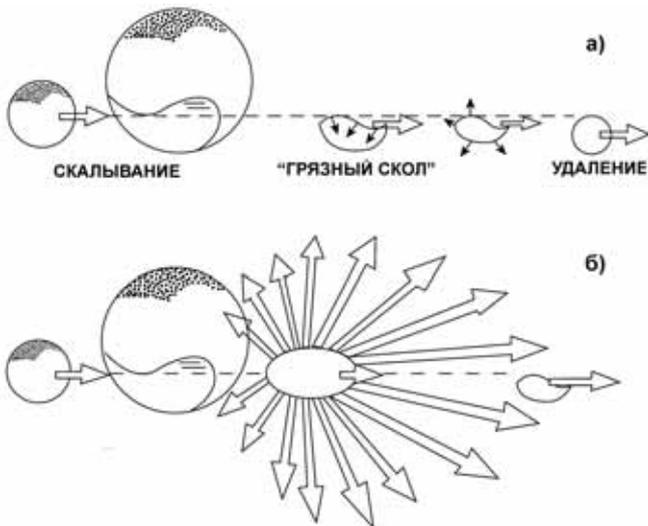


Рис. 7. Модель скалывания-удаления релятивистских ядерных столкновений.

Займёмся теперь к уже упомянутой ранее реакции мультифрагментации.

В лобовых столкновениях компоненты реакции имеют меньшие параметры воздействия, большую энергию и трансферт импульса. В центральных ядро-ядро столкновениях при промежуточных энергиях (20-200 МэВ/нуклон), большие величины энергии возбуждения ядер (>1000 МэВ) и температуры (>10 МэВ) достигаются очень быстро (за 10^{-22} сек). Ядра при таких высоких энергиях возбуждения могут распадаться эмиссией комплексов или фрагмента промежуточной массы (последний определяется как продукт реакции, чья масса больше чем 4 и меньше чем у фрагмента деления.) Мультифрагментация имеет место, если произведено несколько фрагментов промежуточной массы. Это может быть результатом последовательных

бинарных процессов, "статистическим" распадом на многие фрагменты, или динамическом процессом, в котором процесс распространяется в объёмные и приповерхностные нестабильности, приводя к образованию мультифрагментарности.

Один из вариантов теории мультифрагментации постулирует формирование горячего ядерного пара в течение реакции, который впоследствии уплотняется в капельки жидкости в районе критической температуры. "Тепловая кривая" предсказывает начальное повышение температуры ядра при росте энергии возбуждения, типичное для нагревания жидкости, затем следует плато (переходная стадия), после чего начинается, соответствующая нагреванию пара.

2.4 Ядерные реакции с тяжёлыми ионами

Рассмотрим теперь реакции с тяжёлыми ионами, т.е. глубоконеупругие процессы. Такие реакции требуют ускорения ионов до весьма высоких энергий. Первой стадией реакции является синтез, который затем сменяется распадом составного ядра на продукты реакции с испусканием частиц и квантов. Зачастую составное ядро делится. В таком случае синтез сменяется делением – реакция интересная с точки зрения ряда приложений. Первоначально интерес к реакциям с тяжёлыми ионами высоких энергий стимулировался работами по синтезу трансурановых элементов. Попытки синтезировать трансурановые элементы в лабораторных условиях неоднократно приводили к важным открытиям. Так еще в 1934 эксперименты Ферми и Сегре, в которых они бомбардировали уран нейтронами, привели к открытию деления атомных ядер, хотя трансурановые элементы им получить не удалось. Позже, в экспериментах по синтезу трансурановых элементов в ЛЯР ОИЯИ, были открыты спонтанное деление из изомерных состояний и запаздывающее деление. Так и в экспериментах по синтезу сверхтяжелых элементов в ОИЯИ был открыт новый механизм ядерных реакций - реакции глубоконеупругих передач.

В случае тяжёлых ионов во взаимодействие вовлекаются большие массы, во входном канале реализуются очень большие угловые моменты, а длина волны де Бройля λ мала по сравнению с характерными размерами области взаимодействия ядер. Например, в реакции $U + U$ при энергии налетающего иона ~ 7 МэВ на нуклон орбитальный угловой момент достигает $600 \hbar$, а $\lambda \approx 4 \cdot 10^{-13}$ см. Малость λ означает, что с хорошей точностью можно говорить о движении взаимодействующих ядер по траектории. Ядра при этом обмениваются нуклонами, энергией, изменяют форму, что, в свою очередь, влияет на их движение по траектории. Представление о движении по траектории используют для классификации ядерной реакции с тяжёлыми ионами.

В зависимости от величины прицельного параметра b (расстояния, на котором частица прошла бы мимо центра ядра-мишени, если бы взаимодействие отсутствовало) осуществляются ядерные реакции разного типа. При больших значениях прицельного параметра сталкивающиеся ядра A_1, A_2 оказываются вне области действия ядерных сил - взаимодействие чисто кулоновское: либо упругое рассеяние, либо кулоновское возбуждение ядра.

Рис. . Классификация реакций с тяжёлыми ионами по значению прицельного параметра b и времени протекания реакции.



При касательных столкновениях ядер A_1, A_2 ($b \geq b'$) идут только прямые реакции (**Рис. 8а**). При ещё меньших значениях b ($b_{кр} \leq b \leq b'$) наблюдаются глубоконеупругие столкновения (**Рис. 8б**). Для них характерны большая величина потерь кинетической энергии, которая переходит во внутреннюю энергию возбуждения ядер, большие ширины массовых и зарядовых распределений. Кинетическая энергия ядер в выходном канале приближённо равна их энергии кулоновского отталкивания. Максимумы проинтегрированных по энергии и углу зарядовых распределений продуктов реакции располагаются около значений зарядов сталкивающихся

ядер. Различным парциальным волнам, которые дают вклад в глубоко неупругие столкновения, отвечают разные времена взаимодействия и вследствие этого разные углы отклонения налетающего ядра. Поэтому исследование корреляций характеристик реакций с угловыми распределениями даёт информацию о развитии процесса во времени. При глубоко неупругих столкновениях формируется двойная ядерная система, которая живёт приблизительно 10^{-20} с, а затем распадается на два фрагмента: A^*_1, A^*_2 , не достигая состояния статистического равновесия.

При значениях $b \leftarrow b_{кр}$ ядра сближаются настолько, что становятся возможными процессы слияния ядер (Рис. 8в). Образовавшееся при слиянии составное ядро эволюционирует в направлении статистического равновесия. Процесс заканчивается или испарением лёгких частиц и образованием остаточного ядра, или делением на два осколка $A/2$. Реакции слияния перспективны в связи с возможностью синтеза в этом процессе сверхтяжёлых элементов. Доля столкновений, ведущих к образованию составного ядра, зависит от произведения зарядов сталкивающихся ядер Z_1, Z_2 . Если $Z_1 \cdot Z_2 > 2000$, то эта доля становится малой.

При анализе ядерных реакций с тяжёлыми ядрами выделяют реакции квазиделения. Они заполняют переходную область между глубоконеупругими столкновениями и реакциями слияния. Для продуктов квазиделения характерны полная релаксация кинетической энергии и типичные для деления угловые распределения. Однако в отличие от реакций слияния, которые проходят стадию составного ядра, форма системы не успевает стать равновесной до момента развала на два фрагмента.

Глубоконеупругие передачи занимают промежуточное положение между прямыми ядерными реакциями и реакциями с образованием составного ядра. Характерная особенность глубоконеупругих передач - интенсивная диссипация кинетической энергии во время столкновения ядер. Если учесть, что высота входного кулоновского барьера ($^{232}\text{Th} + ^{40}\text{Ar}$), которую можно оценить по формуле

$$V = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r_0 (A_1^{1/3} + A_2^{1/3}) + a} \quad (45)$$

где $r_0 \approx 1.36$ фм; $a \approx 0.5$ фм; $e^2 \approx 1.44$ фм·МэВ, составляет 170 МэВ, становится ясно, что передача нуклонов может сопровождаться полной диссипацией кинетической энергии столкновения.

Для тяжёлых ионов ($Z > 2$) в качестве налетающих частиц потенциальный кулоновский барьер E_0 в Z раз больше, чем для протонов, и поэтому необходимо, чтобы энергия иона, приходящаяся на 1 нуклон ядра, превышала нескольких МэВ (тем больше, чем больше Z мишени). Эффективное сечение ядерной реакцией с тяжёлыми ионами, обладающими энергией $E > 1,2$ МэВ, даётся выражением: $\sigma = \pi R^2 (1 - E_0/E)$, где

$$R = 1,4(A_1^{1/3} + A_2^{1/3}). \quad (46)$$

Это соответствует классическим представлениям о соударении двух заряженных чёрных шаров радиусом R . При энергиях $E < E_0$ ядерная реакция осуществляется за счёт туннельного просачивания через барьер. Налетающие ионы могут и не вызвать ядерной реакции, а испытать упругое рассеяние в поле кулоновских и ядерных сил. Угловое распределение ионов при упругом рассеянии (при λ иона порядка расстояния макс, сближения с ядром) имеет дифракционный характер. При меньших λ дифракционная структура исчезает. Энергетическая зависимость эффективных сечений для ядерных реакций тяжёлыми ионами носит, как правило, нерезонансный характер. Исключение составляет упругое рассеяние. В энергетической зависимости эффективного сечения упругого рассеяния ^{12}C на ^{12}C , ^{14}N на ^{14}N , ^{16}O на ^{14}N и др. в интервале энергии $E_0 \sim 5 - 35$ МэВ наблюдаются резонансы с шириной порядка нескольких МэВ и более тонкая структура.

Под реакциями, вызванными тяжёлыми ионами, понимают ядерные реакции стимулированные налетающими ионами тяжелее α -частицы. Интервал снарядов довольно большой, простирающийся от лёгких ионов C, O и Ne и ионов средней массы, таких как S, Ar, Ca и Kr до тяжёлых типа Xe, Au и даже U. Реакции, индуцированные тяжёлыми ионами, обладают некоторыми уникальными характеристиками, отличающими их от других реакций. Длина волны тяжёлых ионов при энергиях 5 МэВ/нуклон и выше мала по сравнению с размерами иона. Поэтому результаты взаимодействий этих ионов описывают методами классической механики. Значения угловых моментов этих соударений относительно велики. Например, для реакции 226 МэВ $^{40}\text{Ar} + ^{165}\text{Ho}$ $l_{max} = 163\hbar$, что существенно больше угловых моментов реакций, индуцированных нуклонами. Наконец, часто произведение атомных номеров снаряда и мишени очень велики (> 1000), что указывает на участие в этих взаимодействиях больших кулоновских сил.

На Рис. 9 представлена совокупность различных параметров соударений и траекторий, которые встречаются в реакциях с тяжёлыми ионами. Большинство отдалённых соударений ведут к упругому рассеянию или кулоновскому возбуждению. Кулоновское возбуждение – трансферт энергии к ядру мишени через длинно-пробежное взаимодействие, которое возбуждает низколежащие уровни ядра мишени. Задающие соударения приводят к неупругому рассеянию и началу нуклонного обмена. Лобовые соударения приводят к сплавлению реагирующих ядер, что приводит к образованию составного ядра или «квази-синтеза» реакции, в которой имеет место обмен массой и энергией между снарядом и ядром мишени без «истинной амнезии» характеристик образования составного ядра. Ударные параметры между скользящими и лобовыми столкновениями, наблюдается в ядерных реакциях, протекающих по механизму глубоко неупругого рассеяния. При глубоко неупругом рассеянии, ядро контактирует, частично амальгамируется, обмениваясь значительным количеством энергии и массы, вращается как частично

сплавленный комплекс, а затем снова разделяется под влиянием взаимного кулоновского отталкивания так и не образовав составное ядро.

Рис. 10 демонстрирует различие между разными механизмами реакции в терминах энергии, необходимой для индуцирования реакции. Энергия, необходимая, чтобы привести ионы в контакт и тем самым заставить их прореагировать, называется барьером взаимодействия, V_{int} . Сечение реакции можно выразить в терминах одномерного барьера взаимодействия:

$$\sigma_R = \pi R_{int}^2 \left[1 - \frac{V(R_{int})}{E_{cm}} \right] \quad (47)$$

(cm – система координат с центром масс)

Радиус взаимодействия задаётся:

$$R_{int} = R_1 + R_2 + 3,2 \text{ фм} \quad (48)$$

Радиус i-го ядра $R_i = 1,12 A_i^{1/3} - 0,94 A_i^{-1/3} \text{ фм}$

Барьер взаимодействия:

$$V(R_{int}) = 1,44 \frac{Z_1 Z_2}{R_{int}} - b \frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2} \quad (49)$$

где $b \sim 1 \text{ МэВ/фм}$.

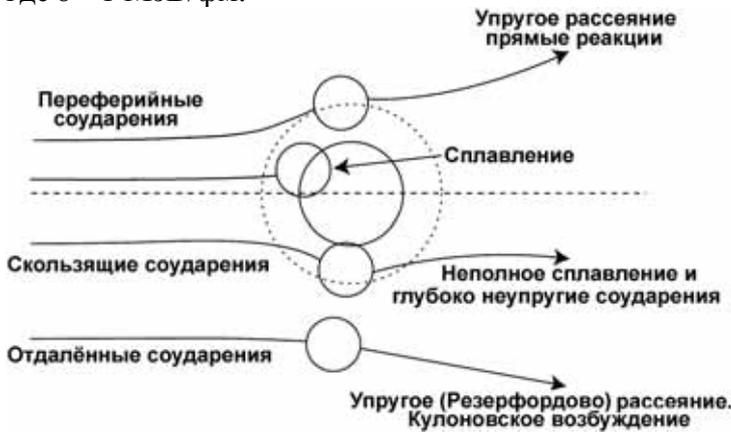


Рис. 9. Схема классификации соударений, основанная на параметрах воздействия.

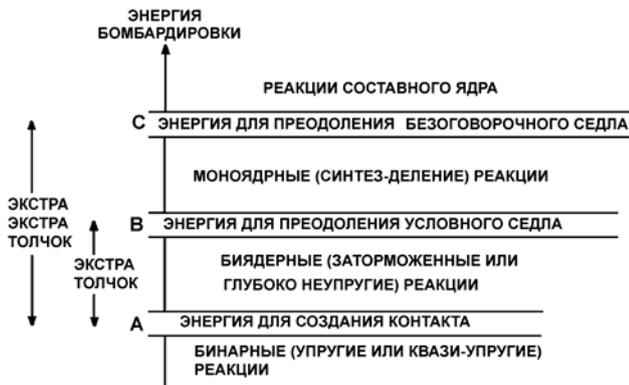


Рис. 10. Схема, иллюстрирующая три критических энергии и четыре типа реакций с тяжёлыми ионами

Энергия, необходимая для дальнейшего проникновения иона и создания квази-сплавления называется экстра толчковая (ударная) энергия. Энергия, необходимая для истинного сплавления ионов с забыванием способа образования составного ядра, называется экстра-экстратолчковая энергия.

Ядерные реакции с тяжёлыми ионами характеризуются большим числом выходных каналов. Например, при бомбардировке ^{232}Th ионами ^{40}Ar с энергией 379 МэВ образуются ядра Ca, Ar, S, Si, Mg и Ne.

В случае ядерной реакции с тяжёлыми ионами различают: реакции передачи нуклонов, реакции передачи более сложных частиц и реакции слияния (образования составного ядра). Ядерные реакции, при которых происходит передача малого числа частиц или малой части энергии, называются мягкими соударениями. Их теория имеет много общего с теорией прямых реакций. Ядерные реакции, в которых происходит передача массы или энергии, называются жёсткими соударениями или глубоко неупругими передачами. Угловые распределения продуктов этих ядерных реакций резко асимметричны; лёгкие продукты вылетают преимущественно под малыми углами к ионному пучку. Энергетическое распределение продуктов

ядерных реакций имеет широкий максимум. Кинетическая энергия продуктов ядерных реакций близка к высоте выходных кулоновских барьеров и практически не зависит от энергии ионов.

При глубоко неупругих столкновениях ядер образуется короткоживущая промежуточная система. Несмотря на обмен массой и энергией, ядра промежуточной системы сохраняют индивидуальность за счёт прочно связанных сердцевин. В результате жёстких соударений образуется много новых нуклидов. В таких ядерных реакциях могут возникать составные ядра с большими энергиями возбуждения (~100 МэВ) и угловыми моментами ~50. Ядерные реакции с образованием составного ядра служат для синтеза трансурановых элементов (слияние ядер мишеней из Pb и Bi с ионами ^{40}Ar , ^{50}Ti , ^{54}Cr , ^{55}Mn , ^{58}Fe). Например, с помощью ядерной реакции $^{204}\text{Pb} (^{40}_{18}\text{Ar}, 2n)^{242}_{100}\text{Fm}$ был осуществлён синтез фермия.

Примером реакции глубоко неупругого соударения является реакция ^{84}Kr с ^{209}Bi . В ней вместо ожидавшегося деления полностью сплавленного ядра, наблюдались снаряды и мишени подобные ядра и новые, неожиданные группы фрагментов с массами вблизи масс мишени и снаряда, но с кинетическими энергиями, много меньшими, чем ожидалось из упругого или квази-упругого рассеяния.

Дальнейшие исследования показали, что это общее явление в реакциях, в которых произведение атомных номеров соударяющихся ионов велико (более 2000). Как упоминалось ранее, ионы соприкасаются, частично, обмениваются массами и зарядами с диссипацией большого количества кинетической энергии в диффузионном процессе и затем снова разделяются под влиянием взаимного кулоновского отталкивания. Начальная энергия снаряда переходит в энергию возбуждения снаряда и мишениподобных фрагментов. Как следствие больших потерь кинетической энергии возникает широкое распределение конечных продуктов, что частично вызвано испарением нуклонов после повторного разделения ядер.

Коротко остановимся на неполном сплавлении (синтезе) ядер. В ходе сплавления ядер снаряда и мишени, возможно, что один из партнёров испустит единственный нуклон или нуклонный кластер перед образованием сплава. Такие процессы описываются предравновесной эмиссией (в случае эмиссии нуклонов) или неполного сплавления (в случае кластерной эмиссии). По мере увеличения энергии снаряда, эти процессы эмиссии становятся более важными. Они доминируют над сплавлением при энергиях снаряда выше 20 МэВ/нуклон. Как следствие этих процессов, возникшее ядро продукта имеет импульс, уменьшенный по сравнению с полностью сплавленным ядром.

В последние десятилетия в открытии новых типов ядерных реакций существенную роль сыграли пучки радиоактивных ядер. Ранее для проведения на ускорителях ядерных реакций с участием тяжёлых ионов использовались стабильные изотопы, поскольку короткоживущие радионуклиды невозможно накопить в достаточно больших количествах. Эту трудность удалось преодолеть путем использования двух последовательных ускорителей: на первом ускорителе стабильные ионы ускоряются до сверхвысоких энергий (100 МэВ – 10 ГэВ) и направляются на мишень, в мишени идут реакции фрагментации, в результате которых образуются многочисленные продукты, в том числе – радиоактивные ядра. Эти продукты за счёт энергии отдачи выбрасываются из мишени. После сепарации по массе и энергии, требуемый радионуклид попадает во второй ускоритель, где разгоняется до высокой энергии и попадает на вторую мишень. Такая схема вовлекла в сферу ядерной физики намного большее число изотопов, позволило синтезировать экзотические ядра (сильно нейтроноизбыточные или нейтронодефицитные), многие из которых претерпевают экзотические типы распада. Были открыты и новые типы ядерных реакций, некоторые из которых мы обсудили выше.

Важность вовлечения в ядерную физику радиоактивных нуклидов связано с тем, что природе имеется несколько сотен стабильных ядер, а радиоактивных – несколько тысяч, причём многие из них имеют вполне пригодные для эксперимента времена жизни. С 1990 быстро растущей областью исследования стало изучение ядерных реакций, вызванных радиоактивными снарядами. Техники ISOL (Isotope Separator On-Line) и OF (Projectile Fragmentation) обеспечили несколько сотен новых пучков радиоактивных ядер.

Использование радиоактивных пучков позволяет образовать реакционные продукты или промежуточные продукты реакции с необычным N/Z отношением. Используя ядра, которые весьма обогащены протонами или нейтронами, новые ядра можно получить и изучить их свойства. К тому же, радиоактивные пучки сами по себе имеют необычную структуру, например, ^{11}Li и их свойства и реакции очень интересны.

2.5 Ядерные реакции с участием электронов, мюонов, мезонов, гиперонов и античастиц

Электроны могут испытывать упругое и неупругое рассеяния на ядрах. Если энергия электронов достаточна, то идут процессы выбивания протонов из ядра (e, p). Взаимодействие электронов и мюонов с ядрами носит электромагнитный характер. Это позволяет использовать мюоны для выявления распределения

заряда в ядрах, получения информации об угловых моментах, вероятностях различных переходов, спиновых возбуждениях. Взаимодействие мюонов с ядрами происходит через захват мюона с орбиты мюонного атома. Захвату предшествуют торможение мюона в веществе и захват на далёкую мюонную орбиту. При этом образуется мюонный атом.

В ядерных реакциях под действием нуклонов, энергия которых больше порога рождения мезонов, возможно испускание мезонов, которые могут также вызывать ядерные реакции и участвовать в развитии внутриядерного каскада. Наиболее изучены ядерные реакции на μ -мезонах. Многие ядерные реакции, вызываемые пионами, похожи на соответствующие ядерные реакции под действием нуклонов, например, неупругое рассеяние, перезарядка и выбивание и др. Однако есть другие ядерные реакции с участием пионов, не имеющие аналогов в нуклоно-ядерном взаимодействии. К ним относится реакция двойной перезарядки пионов и ядерная реакция поглощения пионов. Изучение этих ядерных реакций позволяет исследовать корреляции нуклонов в ядре.

При взаимодействии пионов (p^-), каонов (K^-) и антипротонов (\bar{p}) с кулоновским полем ядра атома происходят их захват и образование т. н. экзотических (андронных) атомов, а затем поглощение ядром. Изучение рентгеновских спектров андронных атомов позволяет получить сведения как о распределении плотности заряда в ядре, так и о свойствах самих отрицательно заряженных частиц, заменивших электрон в атоме,

Лобовые столкновения массивных ядер при ультра релятивистских энергиях (>5 ГэВ/нуклон) создают новую форму материи – кварк-глюонную плазму. Этот фазовый переход (от нормальной ядерной материи к плазме) осуществим при плотности энергии 1-3 ГэВ/фм³, которая может быть достигнута при энергиях 17 ГэВ/нуклон.

3. ФОТОЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ

Коротко остановимся на фотоядерных реакциях, идущих под действием гамма-лучей.

Основной источник γ -квантов – тормозное излучение, имеющее непрерывный спектр. При энергиях γ -квантов ~ 10 МэВ энергетическая зависимость сечения их поглощения ядром характеризуется широким максимумом. При больших энергиях идут процессы выбивания нуклонов из ядра, например, (γ, n), фрагментация нуклонов в ядре и фоторождение пионов (γ, p). В делящихся ядрах с большой вероятностью идёт реакция фотоделения (γ, f). В области энергий γ -квантов, больших нескольких десятков МэВ, фотоделение ядер становится возможным практически для всех элементов. Фотоделение ядер в области промежуточных энергий (~ 100 МэВ) практически всегда сопровождается вылетом достаточно большого числа нейтронов и лёгких ядерных фрагментов.

Фотоядерные реакции - ядерные реакции, происходящие при поглощении гамма-квантов ядрами атомов. Явление испускания ядрами нуклонов при этой реакции называется ядерным фотоэффектом. Это явление было открыто Чедвиком и Гольдгабером в 1934 и в дальнейшем исследовано Боте и Вольфгангом Гентером, а затем и Нильсом Бором.

Обычно под действием γ -лучей идут реакции типа (γ, n), (γ, p) и (γ, α), известны также реакции (γ, d), (γ, pn) и др. Иногда фотоядерными реакциями называются процессы, в которых γ -кванты высокой энергии, поглощаясь ядрами или отдельными нуклонами, вызывают рождение пи-мезонов (например, $\gamma + p \rightarrow n + \pi^-$; $\gamma + p \rightarrow p + \pi^0$) и др. элементарных частиц. К фотоядерным реакциям относится также процесс рассеяния γ -квантов.

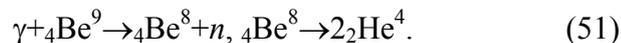
Для вырывания из атомного ядра протона или нейтрона (нуклонов) энергия γ -кванта E_γ должна превышать энергию связи нуклона в ядре.

Примером является реакция фоторасщепления дейтона ($E_\gamma = 2,62$ МэВ)



в результате которой возникают протоны с энергией 0,2 МэВ. Она идёт без образования составного ядра, так как ядро дейтерия не имеет возбуждённых состояний, и может быть вызвана γ -квантами не очень высокой энергии.

Другой реакцией, протекающей под действием γ -лучей естественных элементов ($E_\gamma = 1,78$ МэВ) является



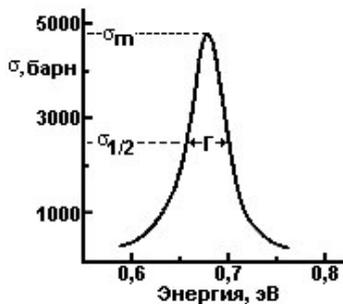
Этим и ограничивается список ядерных реакций, идущих под действием γ -лучей, испускаемых естественными радиоактивными элементами. У всех остальных ядер энергия отделения нуклонов превосходит энергию γ -лучей, испускаемых радиоактивными ядрами.

Возможность искусственного получения γ -квантов достаточно больших энергий позволило начать систематическое изучение ядерных реакций под действием γ -лучей. Оказалось, что основными реакциями под действием γ -лучей являются реакции типа (γ, n) и (γ, p) , причём сечение поглощения γ -лучей растёт с зарядом ядра. Взаимодействие γ -квантов с ядрами обычно происходит при помощи механизма образования промежуточного ядра с последующим вылетом частиц – продуктов. В этом случае испускаемые частицы имеют максвелловское распределение по энергии и сферически симметричное угловое распределение. При этом из-за кулоновского барьера выход реакции (γ, p) в 10^3 - 10^4 раз меньше выхода реакции (γ, n) .

При поглощении гамма-кванта ядро получает избыток энергии без изменения своего нуклонного состава, а ядро с избытком энергии является составным ядром. Как и другие ядерные реакции, поглощение ядром гамма-кванта возможно только при выполнении необходимых энергетических и спиновых соотношений. Если переданная ядру энергия превосходит энергию связи нуклона в ядре, то распад образовавшегося составного ядра происходит чаще всего с испусканием нуклонов, в основном нейтронов. Такой распад ведёт к ядерным реакциям (γ, n) и (γ, p) , которые и называются фотоядерными, а явление испускания нуклонов в этих реакциях - ядерным фотоэффектом.

Фотоядерные реакции идут с образованием составного ядра, однако при возбуждении реакций (γ, p) , на ядрах с $A > 100$ экспериментально был обнаружен слишком большой выход по сравнению с выходом, предсказываемым этим механизмом. Кроме того, угловое распределение протонов с наибольшей энергией оказалось неизотропным. Эти факты указывают на дополнительный механизм прямого взаимодействия, который существенен только в случае (γ, p) , -реакции на тяжёлых и средних ядрах. Реакция же (γ, n) всегда идёт с образованием составного ядра.

Рис. 11. Резонансное поведение n, γ (Гигантский резонанс).



Таким образом, при взаимодействии γ -квантов с тяжёлыми ядрами реакция (γ, p) происходит при помощи механизма прямого вырывания протонов. В этом механизме энергия γ -кванта идёт не на возбуждение промежуточного ядра, а на выбивание протона с поверхности ядра. При этом протон вылетает под углом, близким к 90° .

Сумма эффективных поперечных сечения всевозможных фотоядерных реакций называется сечением поглощения γ -кванта ядром. Для всех ядер (за исключением очень лёгких) сечение σ_γ при малых и больших энергиях γ -кванта мало, а в середине имеется высокий широкий максимум, называемый гигантским резонансом (**Рис. 11**).

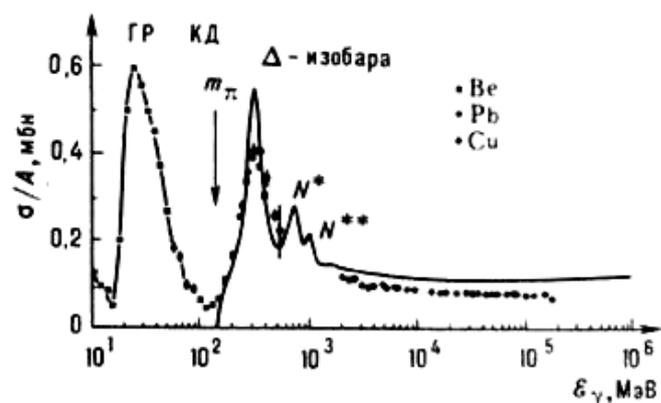


Рис. 12. Зависимость сечения фотоядерной реакции от энергии гамма-кванта для некоторых элементов.

Энергетическая зависимость полного сечения поглощения γ -квантов различными ядрами, отнесённого к одному нуклону σ/A (A - число нуклонов в ядре), приведена на **Рис. 12**. Сплошной линией показано полное сечение поглощения γ -кванта свободным протоном в зависимости от энергии γ -кванта, E_γ . Функцию (E_γ) принято разбивать на 4 области в зависимости от доминирующего механизма поглощения γ -квантов. Первая - область гигантского дипольного резонанса (ГР). Основной механизм

поглощения γ -квантов в этой области связан с поглощением γ -кванта одним нуклоном, приводящим к возбуждению собственных дипольных колебаний протонов относительно нейтронов. В лёгких ядрах максимум ГР приходится на область энергий от 20 до 25 МэВ. С ростом A максимум сдвигается в сторону меньших энергий. В тяжёлых ядрах он расположен в районе 13 МэВ. Наряду с дипольными колебаниями в ядре могут возбуждаться квадрупольные, октупольные и др. типы колебаний, но их роль в фотоядерных реакциях менее существенна.

Так, сечение фотоядерных реакций (γ, n) и (γ, p) в области энергий γ -квантов (10-20 МэВ) имеет широкий ($\Gamma=3$ -7 МэВ) резонансный максимум (гигантский резонанс). Резонансная энергия меняется по закону

$$E_{\text{рез}} \propto \frac{1}{A^{1/6}} \quad (52)$$

Природа гигантского резонанса заключается в дипольных колебаниях ядра (смещение всех протонов ядра относительно всех его нейтронов) под действием длинноволнового γ -излучения.

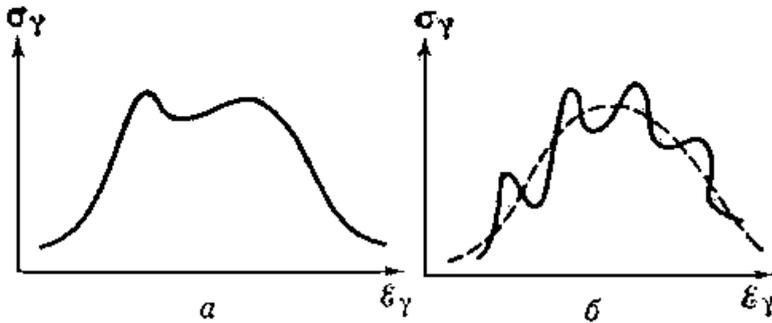


Рис. 13. Тонкая структура гигантского резонанса: а - для деформированных ядер, б - для сферических ядер.

Положение гигантского резонанса монотонно уменьшается с ростом массового числа A ядер от 20–25 МэВ в лёгких ядрах до 13 МэВ в тяжёлых. Зависимость энергии E_m , соответствующей вершине резонанса, от A описывается формулой: $E_m = 34A^{-1/6}$. Ширина резонанса Γ фотоядерных реакций 4–8 МэВ; она минимальна у магических ядер – $\Gamma(^{208}\text{Pb}) = 3,9$ МэВ, и максимальна у деформированных ядер – $\Gamma(^{165}\text{Ho}) = 7$ МэВ. В области гигантского резонанса кривая поглощения не является монотонной, а имеет определённую структуру. У деформированных ядер это двугорбая кривая (**Рис. , а**). У лёгких и средних ядер и у некоторых тяжёлых ядер наблюдается несколько максимумов шириной в сотни кэВ (**Рис. , б**). Распределение фотонейтронов по энергии в области резонанса близко к максвелловскому. Вместе с тем есть отклонения: большим оказывается число нейтронов в высокоэнергетической области спектра. Распределение фотопротонов в большинстве случаев не является максвелловским.

Гигантский резонанс связывают с возбуждением γ -квантами собственных колебаний протонов относительно нейтронов (дипольные колебания). Нуклоны могут покидать ядро непосредственно в процессе дипольных колебаний, но могут испускаться и после их затухания. Упорядоченные колебания нуклонов постепенно переходят в весьма сложное «тепловое» движение. В результате образуется возбуждённое составное ядро, из которого «испаряются» протоны или нейтроны. Ширина Γ гигантского резонанса определяется «временем жизни» дипольных колебаний. При энергии γ -квантов, превышающей энергию гигантского резонанса, поглощающие γ -квант нуклоны, как правило, быстро покидают ядро, дипольные колебания не возникают (ядро не успевает «раскачаться») и механизм фотоядерной реакции является «прямым». Например, при $E_\gamma \geq 70$ МэВ механизм поглощения γ -квантов становится двухнуклонным. Наряду с дипольными колебаниями в ядре могут возбуждаться квадрупольные и др. типы колебаний, но их роль в фотоядерной реакции не существенна.

Процесс дипольных колебаний завершается в основном вылетом нуклонов. В лёгких ядрах это протоны и нейтроны. С меньшей вероятностью вылетают легчайшие ядра - *дейтерия*, *трития*, ^3He и ^4He (α -частицы). Заметную долю составляют события, в которых наблюдается вылет несколько заряженных частиц, что особенно характерно для изотопов Li, Be и их ближайших соседей. По мере увеличения атомного номера Z ядра интенсивность всех каналов, за исключением нейтронного, ослабевает. В области актинидов наряду с испусканием нейтронов происходит деление ядра.

После поглощения γ -квантов лёгкими ядрами нуклоны вылетают непосредственно в процессе дипольных колебаний. По мере увеличения A усиливается роль последовательных столкновений нуклона, поглотившего γ -квант, с остальными нуклонами ядра. В результате этого нуклоны покидают ядро уже не на начальной, а на предравновесной стадии реакции, а в тяжёлых ядрах - в значительной степени и в равновесной стадии. Вследствие этого распределение фотонуклонов по энергии в области гигантского резонанса близко к максвелловскому. Отклонение от этого распределения наблюдается для фотонейтронов в высоко-энергетической части спектра.

Вторая область начинается на "хвосте" гигантского резонанса и простирается до порога рождения пионов. Одно-нуклонный механизм поглощения γ -квантов постепенно переходит в двухнуклонный, когда γ -кванты начинают поглощаться преимущественно нейтрон-протонной парой, имеющей те же квантовые числа, что и *дейтрон*. Поэтому эта область получила название квазидейтронной (КД). Сечение поглощения пропорционально величине NZ/A (N - число нейтронов в ядре-мишени, Z -число протонов), т. е. числу таких пар нуклонов. Квазидейтронный механизм поглощения γ -квантов связывают с проявлением в ядре

двухчастичных обменных токов (когда процесс проходит на мезоне, которым обмениваются нуклоны), а также двухчастичных нуклонных корреляций короткодействующего характера. Нуклон, поглотивший γ -квант, получает достаточно большую энергию, которая позволяет ему покинуть ядро, не сформировав промежуточного состояния. При $E_\gamma \leq 100$ МэВ основным является канал с вылетом одного быстрого нуклона. Выше 100 МэВ основной вклад в полное сечение приходится на канал с вылетом двух быстрых нуклонов.

В третьей области энергии E_γ за порогом образования пиона и до 2 ГэВ длина волны γ -кванта становится порядка размеров нуклона и взаимодействие происходит в основном с одним нуклоном. В сечении фотопоглощения на свободном нуклоне чётко проявляются три пика, отвечающие возбуждению D (1232 МэВ)-изобары и двух частиц-резонансов - N^* (1520 МэВ) и N^{**} (1680 МэВ). В том случае, когда γ -квант поглощается нуклоном, находящимся в ядре, пик, связанный с образованием D -изобары, проявляется столь же чётко, тогда как два остальных сильно уширяются. Такое "размытие" пиков во многом обусловлено движением нуклонов в ядре. В области возбуждения D -изобары характерно универсальное для всех ядер сечение - отношение σ/A (в пределах точности измерений) одинаково для всех ядер от Ве до U. Это свидетельствует о том, что свойства свободной D -изобары не сильно изменяются в ядре. Основными каналами расщепления ядер в этой области энергии являются каналы с вылетом нескольких нуклонов. В ядрах с $A > 200$ после вылета нескольких нуклонов происходит деление. Обычно расщепление ядер сопровождается вылетом пиона. С меньшей вероятностью идут процессы образования мезонов с малой передачей энергии ядру, когда оно остаётся в связанном состоянии.

Когда энергия γ -кванта превышает 2 ГэВ (четвёртая область), в энергетической зависимости $\sigma(E_\gamma)$ исчезает всякая структура. Само сечение оказывается слабо зависящим от энергии. Аналогично ведёт себя и полное сечение взаимодействия адронов с ядрами. Различие состоит только в том, что сечение поглощения γ -квантов меньше адронного на постоянную величину, пропорциональную константе *электромагнитного взаимодействия*. Такое поведение сечения нашло объяснение в рамках модели векторной доминантности, согласно которой в этой области энергий γ -квант ведёт себя как векторные мезоны. Одним из следствий такого поведения γ -кванта является то, что при его взаимодействии с ядром не все нуклоны оказываются равноправными, часть из них оказывается заэкранированной. Это означает, что зависимость полного сечения поглощения от A должна иметь вид A^a где $a < 1$ (в эксперименте величина $a \approx 0,9$). При дальнейшем росте E_γ "точечный" γ -квант взаимодействует с *кварками* нуклона.

Если замедлителем в ядерном реакторе служит бериллий или тяжёлая вода, то вследствие необычно малой энергии связи нейтрона в ^9Be и ^2H под действием гамма-квантов радиоактивного распада на ядрах этих нуклидов эффективно протекают фотоядерные реакции (γ, n). Особенно много гамма-квантов при этом дают радиоактивные продукты деления урана, но гамма-кванты в ядерном реакторе испускают и другие вещества, активированные нейтронами. Таким образом, в тяжёловодных и бериллиевых ядерных реакторах присутствует дополнительный источник нейтронов, обусловленный протеканием фотоядерной реакции.

4. ТЕРМОЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ

При рассмотрении реакций тяжёлых ионов, в том числе – при очень высоких энергиях, мы упоминали реакции синтеза, некоторые из которых сопровождаются выделением энергии. Можно задаться целью направленного получения энергии в реакциях синтеза ядер, но тогда надо говорить о термоядерном синтезе именно лёгких ядер.

Термоядерная реакция (синоним: ядерная реакция синтеза) - разновидность ядерной реакции, при которой легкие атомные ядра объединяются в более тяжелые ядра.

Для того, чтобы произошла реакция синтеза, исходные ядра должны преодолеть силу электростатического отталкивания, для этого они должны иметь большую кинетическую энергию. Если предположить, что кинетическая энергия ядер определяется их тепловым движением, то можно сказать, что для реакции синтеза нужна большая температура. Поэтому реакция названа «термоядерной».

Впервые термоядерная реакция была осуществлена в 1953 в виде взрыва водородной бомбы. Управляемый термоядерный синтез осуществить не удалось, и в этом (21-ом) веке вряд ли удастся.

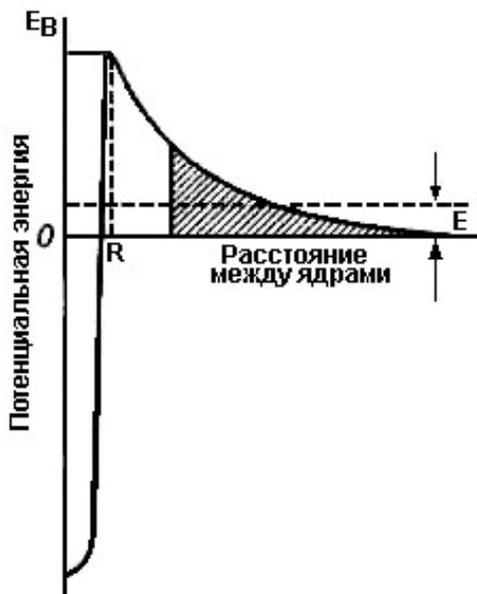


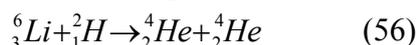
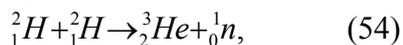
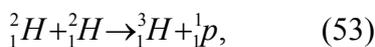
Рис. 14. Потенциальная энергия межъядерного взаимодействия как функция расстояния между ядрами; E - относительная энергия ядер, отвечающая глубоко под-барьерному прохождению. Штриховкой показано

"срезание" барьера отталкивания на боровском радиусе a_m отрицательного мюона в кулоновском поле одного из сталкивающихся ядер, лежащее в основе явления m -катализа.

Термоядерная реакция - основной тип процессов, в которых ядрам, испытывающим взаимное кулоновское отталкивание, удаётся, преодолев соответствующий электростатический барьер (Рис. 14), сблизиться на расстояние порядка радиуса действия ядерных сил притяжения и, провалившись в образуемую ими глубокую потенциальную яму, совершить ту или иную экзоэнергетическую (т. е. сопровождающуюся выделением энергии) ядерную перестройку. Под "выделением энергии" подразумевается выделение в продуктах реакции избыточной кинетической энергии, равной увеличению суммарной энергии связи. Таким образом, относительно рыхлые ядра перестраиваются в более прочно связанные, а поскольку ядра с наибольшей энергией связи на один нуклон находятся в средней части периодической системы элементов, то наиболее, типичным механизмом экзоэнергетической реакции является слияние (синтез) легчайших ядер в более тяжёлые.

Замечание. Существуют и экзоэнергетические реакции деления лёгких ядер, например, благодаря особой прочности ядра ${}^4\text{He}$ возможна реакция ${}^{11}\text{B} + p \rightarrow 3{}^4\text{He} + 8,7\text{МэВ}$.

Как известно, удельная энергия связи резко увеличивается при переходе от дейтерия ${}^2_1\text{H}$ ($E_{\text{св}}=1,1$ МэВ) и трития ${}^3_1\text{H}$ ($E_{\text{св}}=2,8$ МэВ) к литию ${}^6_3\text{Li}$ ($E_{\text{св}}=5,3$ МэВ) и гелию ${}^4_2\text{He}$ ($E_{\text{св}}=7,1$ МэВ). Значит, можно ожидать, что соединение лёгких ядер в более тяжёлые сопровождается выделением большого количества энергии. Например, при реакциях



выделяется соответственно 4,0; 3,3; 17,6 и 22,4 МэВ.

Соединению ядер противодействует потенциальный барьер, обусловленный электрическим полем взаимодействующих ядер.

Рис. 15. Сечения реакций ядерного синтеза в зависимости от энергии налетающей частицы (в Табл.1 - слева). Кривая 1 - реакция 7; 2 - реакция 10; 3 - реакция 4 и 5; 4 - реакция $d + {}^6\text{Li} \rightarrow {}^7\text{Be} + n + 3,4$ МэВ; 5-реакция 15; 6- реакция 16; 7- реакция 9 (Табл. 1).

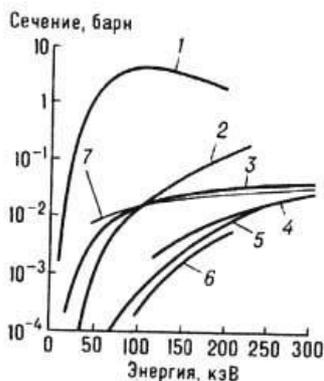


Табл. 1. Экзоэнергетические реакции между лёгкими ядрами.

№	Реакция	Энерговыведение, МэВ	$\sigma_{\text{макс}}$, барн (в области энергий ≤ 1 МэВ)	Энергия налетающей частицы, соответствующая $\sigma_{\text{макс}}$, МэВ
1	$p + p \rightarrow d + e^+ + \nu$	2,2	10^{-23}	—
2	$p + d \rightarrow {}^3\text{He} + \gamma$	5,5	10^{-6}	—
3	$p + t \rightarrow {}^4\text{He} + \gamma$	19,7	10^{-6}	—
4	$d + d \rightarrow t + p$	4,0	0,16 (при 2 МэВ)	2,0
5	$d + d \rightarrow {}^3\text{He} + n$	3,3	0,09	1,0
6	$d + d \rightarrow {}^3\text{He} + \gamma$	24,0	—	—
7	$d + t \rightarrow {}^4\text{He} + n$	17,6	5,0	0,13
8	$t + d \rightarrow {}^4\text{He} + n$	17,6	5,0	0,195
9	$t + t \rightarrow {}^4\text{He} + 2n$	11,3	0,10	1,0
10	$d + {}^3\text{He} \rightarrow {}^4\text{He} + p$	18,4	0,71	0,47
11	${}^3\text{He} + {}^3\text{He} \rightarrow {}^4\text{He} + 2p$	12,8	—	—
12	$n + {}^6\text{Li} \rightarrow {}^4\text{He} + t$	4,8	2,6	0,26
13	$p + {}^6\text{Li} \rightarrow {}^4\text{He} + {}^3\text{He}$	4,0	10^{-4}	0,3
14	$p + {}^7\text{Li} \rightarrow {}^2\text{He} + \gamma$	17,3	$6 \cdot 10^{-3}$	0,44
15	$d + {}^6\text{Li} \rightarrow {}^7\text{Li} + p$	5,0	0,01	1,0
16	$d + {}^6\text{Li} \rightarrow {}^2\text{He}$	22,4	0,026	0,60
17	$d + {}^7\text{Li} \rightarrow {}^2\text{He} + n$	15,0	10^{-3}	0,2
18	$p + {}^9\text{Be} \rightarrow {}^2\text{He} + d$	0,56	0,46	0,33
19	$p + {}^9\text{Be} \rightarrow {}^6\text{Li} + {}^4\text{He}$	2,1	0,35	0,33
20	$p + {}^{11}\text{B} \rightarrow {}^3\text{He}$	8,7	0,6	0,675
21	$p + {}^{15}\text{N} \rightarrow {}^{12}\text{C} + {}^4\text{He}$	5,0	0,69 (при 1,2 МэВ)	1,2

p -протон, d -дейтрон (ядро дейтерия ${}^2\text{H}$), t - тритон (ядро трития H), n - нейтрон, e^+ -позитрон, ν - нейтрино, γ - фотон. Распределение энерговыведения между продуктами реакции обычно обратно пропорционально их массам.

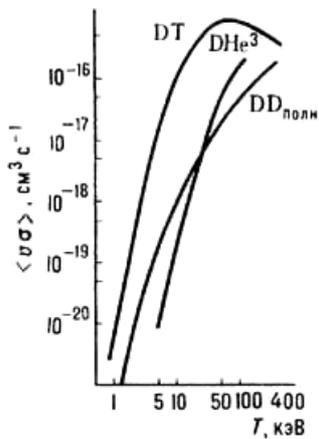
Атомные ядра имеют положительный электрический заряд. На больших расстояниях их заряды могут быть экранированы электронами. Однако для того, чтобы произошло слияние ядер, они должны сблизиться на расстояние, на котором действует сильное взаимодействие. Это расстояние - порядка размера самих ядер и во много раз меньше размера атома. На таких расстояниях электронные оболочки атомов (даже если бы они сохранились) уже не могут экранировать заряды ядер, поэтому они испытывают сильное электростатическое отталкивание. Сила этого отталкивания, в соответствии с законом Кулона, обратно пропорциональна квадрату расстояния между зарядами. На расстояниях порядка размера ядер величина сильного

взаимодействия, которое стремится их связать, начинает быстро возрастать и становится больше величины кулоновского отталкивания. Таким образом, чтобы вступить в реакцию, ядра должны преодолеть потенциальный барьер. Например, для реакции дейтерий-тритий величина этого барьера составляет примерно 0,1 МэВ. Для сравнения, энергия ионизации водорода - 13 эВ. Поэтому вещество, участвующее в термоядерной реакции будет представлять собой практически полностью ионизированную плазму. Если перевести 0,1 МэВ в температуру, то получится примерно 10^9 К. Такие температуры в земных условиях не только никогда не удавалось получить, но не удалось даже как-то к ним приблизиться. Надежды на то, что удастся выехать на «хвосте» энергетических распределений или на эффекте туннелирования сквозь барьер не оправдались. Ничего не вышло и с мюонным катализом.

По механизму преодоления кулоновского барьера реакции ядерного синтеза можно разделить на два основных класса: *A* - реакции при неискажённом барьере, требующие для своего протекания достаточно большой относит. энергии сталкивающихся ядер, которая сообщается им в результате ускорения или сильного разогрева; *B* - реакции холодного синтеза, которые становятся возможными в результате сильного искажения самого барьера - прежде всего его сужения благодаря "срезанию" внешней, наиболее широкой части. Реакции класса *A* могут реализоваться либо в некотором ускорителе (реакция ядерного синтеза на мишени), либо в высокотемпературной плазме звёздных недр, ядерного взрыва, мощного газового разряда или в плазме вещества, разогретого гигантским импульсом лазерного излучения, бомбардировкой интенсивным пучком частиц и т. п.; именно в последнем круге явлений реакции ядерного синтеза сводятся к

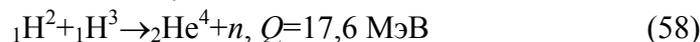
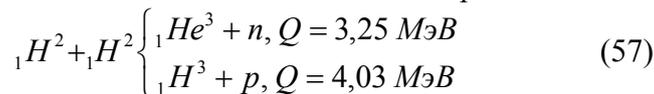
собственно термоядерным реакциям. Реакции класса *B* являются следствием таких физически разнородных явлений, как: 1) смятие кулоновского барьера колоссальным давлением в недрах плотных звёзд ($\rho \gg 10^4$ г/см³) - случай т. <н. пикноядерных реакций; 2) прямое кулоновское экранирование поля дейтрона или протона захваченным на боровскую орбиту отрицательным мюоном (Рис. 16) - случай мюонного катализа.

Рис. 16. Скорости некоторых важнейших для управляемого термоядерного синтеза реакций.



При интерпретации данных, собранных в Табл.1, и в частности большого разброса значений $\sigma_{\text{макс}}$, следует иметь в виду, что сечение любой из реакций есть произведение сечения прохождения сквозь кулоновский барьер и вероятности последующего, собственно ядерного превращения.

Для производства энергии наиболее многообещающими реакциями являются



которые отличаются очень большими значениями Q . Так, например, энерговыделение в реакции (2), рассчитанное на один нуклон ($q = 17,6/5 = 3,5$ МэВ), значительно превосходит энерговыделение в процессах деления тяжёлых ядер ($q = 200/238 = 0,85$ МэВ).

Необходимое условие термоядерного синтеза - очень высокая температура. В этом процессе существенную роль играет кулоновский барьер, который препятствует ядерному взаимодействию даже при $Q > 0$, если кинетическая энергия бомбардирующей частицы недостаточно велика. У лёгких ядер кулоновский барьер невысок, но для эффективного протекания реакций даже с лёгкими ядрами нужны дейтоны с энергией выше 0,1 МэВ.

Рис. 17. Последовательность некоторых реакций управляемого термоядерного синтеза.

- 1.) Подготовка топлива
 ${}^6\text{Li} + n = \text{He4} + \text{Triton} + (0,64 \text{ ТДж})$
 Тритий радиоактивен и превращается в гелий-3 с испусканием бета-излучения с периодом полураспада 12,3 года. Видно, что требуются мощные потоки радиоактивных нейтронов (свободные нейтроны радиоактивны), либо от АЭС, либо от реакции №2.
- 2.) Основная реакция
 $\text{Triton} + d = \text{He4} + n + (1,67 \text{ ТДж})$
 В результате столкновения ядер дейтерия и трития образуются ядро гелия и нейтрон - источник радиоактивности. Происходит активация нейтронами конструкционных материалов внутренней стенки и теплоносителя, в которых, в результате облучения нейтронами, будут образовываться, и накапливаться радиоактивные продукты ядерных реакций.

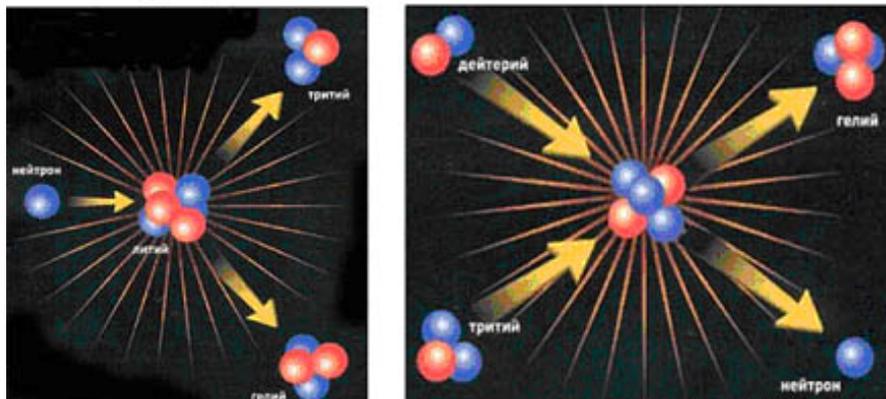


Рис. 18. Этапы термоядерного синтеза.

Чтобы реакция была самоподдерживающейся, дейтоны с такой энергией должны возникать в процессе с самой реакции, подобно тому как в реакции деления возникают нейтроны деления, вызывающие новые акты деления. Разница заключается в том, что в реакции синтеза с самого начала процесса можно иметь достаточное количество дейтонов, но их энергия низка. Идея получения быстрых дейтонов в процессе реакции синтеза заключается в использовании высокой температуры, которая должна развиваться в этом процессе.

Для получения средней энергии 0,1 МэВ требуется нагревание до температуры 10^9°C , что в 50 раз превосходит температуру Солнца. Вещество при температуре $T > 10^4\text{°C}$ находится в состоянии плазмы, которая при очень высоких температурах ($T = 10^7\text{°C}$) представляет собой смесь полностью ионизованных атомов и свободных электронов. Столь высокие температуры в лабораторных условиях пока не достигнуты. Ещё труднее получить управляемый цепной процесс синтеза. Трудности связаны с тем, что для получения достаточно большого энергетического выигрыша надо нагреть до очень высокой температуры (10^8°C) концентрированную (10^6 част/см^3) плазму и затем поддерживать её в таком состоянии в течение длительного времени внутри заданного объёма.

ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

Лекция 16. ЯДЕРНЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Развитие ядерной физики в большой степени определяется исследованиями в области ядерных реакций.

В данной лекции мы рассмотрим современную классификацию ядерных взаимодействий, их термодинамику и кинетику, а также приведём отдельные примеры ядерных реакций.

1. КЛАССИФИКАЦИЯ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

Благодаря действию ядерных сил две частицы (два ядра или ядро и нуклон) при сближении до расстояний порядка 10^{-13} см вступают между собой в интенсивное ядерное взаимодействие, приводящее к преобразованию ядра. Этот процесс называется ядерной реакцией. Во время ядерной реакции происходит перераспределение энергии и импульса обеих частиц, которое приводит к образованию нескольких других частиц, вылетающих из места взаимодействия. При столкновении налетающей частицы с атомным ядром между ними происходит обмен энергией и импульсом, в результате чего могут образовываться несколько частиц, вылетающих в различных направлениях из области взаимодействия.

Ядерные реакции – превращения атомных ядер при взаимодействии с элементарными частицами, γ -квантами или друг с другом.

Ядерная реакция - процесс образования новых ядер или частиц при столкновениях ядер или частиц. Впервые ядерную реакцию наблюдал Э. Резерфорд в 1919, бомбардируя α -частицами ядра атомов азота, она была зафиксирована по появлению вторичных ионизирующих частиц, имеющих пробег в газе больше пробега α -частиц и идентифицированных как протоны. Впоследствии с помощью камеры Вильсона были получены фотографии этого процесса.



Рис. 1. Процессы, происходящие в ходе ядерных реакций (представлены входной и выходной каналы реакции).

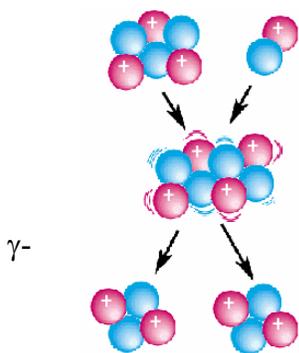
Первая ядерная реакция осуществлена Э. Резерфордом в 1919: ${}^4\text{He} + {}^{14}\text{N} \rightarrow {}^{17}\text{O} + p$ или ${}^{14}\text{N}(\alpha, p){}^{17}\text{O}$. Источником α -частиц являлся α -радиоактивный препарат. Радиоактивные α -препараты в то время были единственными источниками заряженных частиц. Первый ускоритель, специально созданный для изучения ядерных реакций был построен Кокрофтом и Уолтоном в 1932. На этом ускорителе впервые был получен пучок ускоренных протонов и осуществлена реакция $p + {}^7\text{Li} \rightarrow \alpha + \alpha$.

Ядерные реакции – основной метод изучения структуры и свойств атомных ядер. В ядерных реакциях изучаются механизмы взаимодействия частиц с атомными ядрами, механизмы взаимодействия между атомными ядрами. В результате ядерных реакций получают новые не встречающиеся в естественных условиях изотопы и химические элементы. Если после столкновения сохраняются исходные ядра и частицы и не рождаются новые, то реакция является упругим рассеянием в поле ядерных сил, сопровождается только перераспределением кинетической энергии и импульса частицы и ядра-мишени и называется **потенциальным рассеянием**.

Следствием взаимодействия бомбардирующих частиц (ядер) с ядрами мишени может быть:

- 1) Упругое рассеяние, при котором ни состав, ни внутренняя энергия не меняются, а происходит лишь перераспределение кинетической энергии в соответствии с законом внутреннего удара.
- 2) Неупругое рассеяние, при котором состав взаимодействующих ядер не меняется, но часть кинетической энергии бомбардирующего ядра расходуется на возбуждение ядра мишени.
- 3) Собственно ядерная реакция, в результате которой меняются внутренние свойства и состав взаимодействующих ядер.

Рис. 2. Ядерная реакция лития-6 с дейтерием ${}^6\text{Li}(d,\alpha)\alpha$



В ядерных реакциях проявляются сильные, электромагнитные и слабые взаимодействия.

Известно много различных типов реакций. Их можно классифицировать на реакции под действием нейтронов, под действием заряженных частиц и под действием квантов.

В общем виде ядерное взаимодействие можно записать в форме

$$a_1 + a_2 \rightarrow b_1 + b_2 + \dots, \quad (1)$$

где a_1 и a_2 – частицы, вступающие в реакцию, а b_1, b_2, \dots – частицы, образующиеся в результате реакции (продукты реакции).

Наиболее распространённым видом реакции является взаимодействие лёгкой частицы a с ядром A , в результате которого образуется лёгкая частица b и ядро B

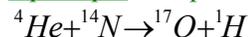
$$a + A \rightarrow b + B \quad (2)$$

Или короче

$$A(a,b)B. \quad (3)$$

В качестве a и b могут быть взяты нейтрон (n), протон (p), α - частица, дейтрон (d) и γ -квант.

Пример 1. Ядерная реакция

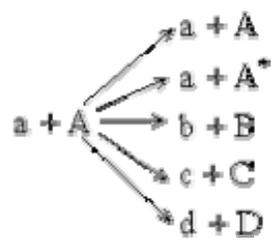


в сокращённом виде записывается как ${}^{14}\text{N}(\alpha, p){}^{17}\text{O}$

Пример 2. Рассмотрим реакцию ${}^{59}\text{Co}(p,n)$. Что является продуктом этой реакции? Решение. ${}^1_1\text{H} + {}^{59}_{27}\text{Co} \rightarrow {}^1_0\text{n} + {}^Y_X\text{Z}$

С левой стороны имеем 27+1 протон. С правой стороны 0+X протонов, где X – атомный номер продукта. Очевидно, X=28 (Ni). С левой стороны 59+1 нуклонов, а с правой 1+Y нуклонов, где Y=59. Таким образом, продукт реакции ${}^{59}\text{Ni}$.

Реакция может идти несколькими конкурирующими путями:



(4)

Разные возможные пути протекания ядерной реакции на втором этапе называют каналами реакции.

Начальный этап реакции называется входным каналом.

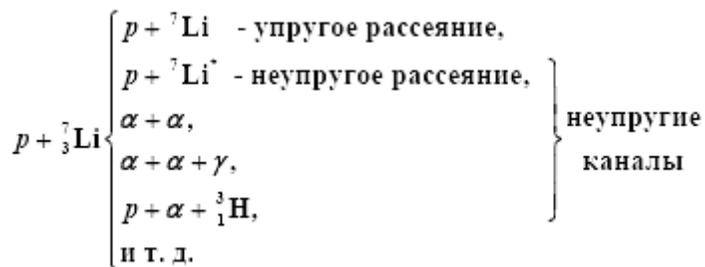


Рис. 3. Каналы взаимодействия протонов с ${}^7\text{Li}$.

Два последних канала реакции в схеме (6) относятся к случаям неупругого (A^*+a) и упругого ($A+a$) ядерного рассеяния. Это частные случаи ядерного взаимодействия, отличающиеся от других тем, что продукты реакции совпадают с частицами,

вступающими в реакцию, причём при упругом рассеянии сохраняется не только тип ядра, но и его внутреннее состояние, а при неупругом рассеянии внутреннее состояние ядра изменяется (ядро переходит в возбуждённое состояние). Возможность различных каналов реакции определяется налетающей частицей, её энергией и ядром.

При изучении ядерной реакции представляют интерес идентификация каналов реакции, сравнительная вероятность протекания её по разным каналам при различных энергиях падающих частиц, энергия и угловое распределение образующихся частиц, а также их внутреннее состояние (энергия возбуждения, спин, чётность, изотопический спин).

По механизму взаимодействия ядерные реакции делятся на два вида:

- реакции с образованием составного ядра, это двухстадийный процесс, протекающий при не очень большой кинетической энергии сталкивающихся частиц (примерно до 10 МэВ).
- прямые ядерные реакции, проходящие за *ядерное время*, необходимое для того, чтобы частица пересекла ядро. Главным образом такой механизм проявляется при очень больших энергиях бомбардирующих частиц.

При классификации ядерных реакций по времени протекания в качестве временного масштаба используют ядерное время – время пролёта частицы через ядро:

$$\tau_{\text{я}} = \frac{2R}{v} \approx 10^{-22} \text{ с} \quad (5)$$

1. Если время реакции $t_p \approx \tau_{\text{я}}$, то это прямая реакция. Налетающая частица α передаёт энергию одному-двум нуклонами ядра, не затрагивая остальных, и они сразу покидают ядро, не успев обменяться энергией с остальными нуклонами. Например, реакция (p, n) может произойти в результате столкновения протона с одним нейтроном ядра. К прямым процессам относятся реакции срыва (d, p) , (d, n) и реакции подхвата (p, d) , (n, d) , реакции фрагментации, при которых нуклон высокой энергии, сталкиваясь с ядром, выбивает из него фрагмент, состоящий из нескольких нуклонов.

2. Если $t_p \gg \tau_{\text{я}}$, то реакция идёт через составное ядро. Налетающая частица α и нуклон, которому она передала энергию, «запутываются» в ядре. Энергия распределяется среди многих нуклонов, и у каждого нуклона энергия недостаточна для вылета из ядра. Лишь через сравнительно большое время в результате случайных перераспределений она концентрируется на одном из нуклонов или нескольких связанных нуклонов, и они покидают ядро. Механизм составного ядра предложен Н. Бором в 1936.

Ядерные реакции являются эффективным средством изучения структуры атомных ядер. Если длина волны налетающей частицы λ больше размеров ядра, то в таких экспериментах получается информация о ядре в целом. Если λ меньше размеров ядра, то из сечений реакций извлекается информация о распределении плотности ядерной материи, строении поверхности ядра, корреляции между нуклонами в ядре, распределении нуклонов по ядерным оболочкам.

Кулоновское возбуждение ядер под действием заряженных частиц относительно большой массы (протоны, α -частицы и тяжелые ионы углерода, азота) используется для изучения низколежащих вращательных уровней тяжелых ядер. Реакции с тяжелыми ионами на тяжелых ядрах, приводящие к слиянию сталкивающихся ядер, являются основным методом получения сверхтяжелых атомных ядер. Реакции слияния легких ядер при сравнительно низких энергиях столкновения (так называемые термоядерные реакции). Эти реакции происходят за счет квантовомеханического туннелирования сквозь кулоновский барьер. Термоядерные реакции протекают внутри звезд при температурах 10^7 - 10^{10} К и являются основным источником энергии звезд. Фотоядерные и электроядерные реакции происходят при столкновении с ядрами γ -квантов и электронов с энергией более МэВ. Реакции деления тяжелых ядер, сопровождающиеся глубокой перестройкой ядра. Реакции на пучках радиоактивных ядер открывают возможности получения и исследования ядер с необычным соотношением числа протонов и нейтронов, далеких от линии стабильности.

2. ЗАКОНЫ СОХРАНЕНИЯ В ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЯХ

В ядерных реакция, идущих при относительно небольших энергиях налетающих частиц (<100 МэВ) выполняется ряд законов сохранения:

1. Закон сохранения электрического заряда.
2. Закон сохранения числа нуклонов.
3. Закон сохранения энергии.
4. Закон сохранения импульса.
5. Закон сохранения момента количества движения.

Эти пять законов сохранения выполняются во всех типах реакций, идущих под действием ядерных электромагнитных и слабых взаимодействий. В реакциях, идущих в результате ядерных и электромагнитных взаимодействий, выполняются также:

Закон сохранения пространственной четности.

В реакциях идущих в результате ядерных взаимодействий выполняется:

Закон сохранения изотопического спина и его проекции.

Эти законы накладывают ограничения на возможность осуществления ядерной реакции. Даже энергетически выгодный процесс всегда оказывается невозможным, если сопровождается нарушением какого-либо закона сохранения.

Будем рассматривать двухчастичную ядерную реакцию



Законы сохранения позволяют, не рассматривая конкретного механизма ядерной реакции, дать ответ на вопрос, возможна ли данная ядерная реакция или нет.

2.1 Барионный заряд

В ядерных реакциях действуют законы сохранения электрического заряда и числа нуклонов

При ядерных реакциях сохраняется электрический заряд - алгебраическая сумма элементарных зарядов до реакции равна алгебраической сумме зарядов после реакции. Кроме того, в ядерных реакциях обычного типа (без образования античастиц) сохраняется полное число нуклонов. Сохранение числа нуклонов интерпретируется как сохранение барионного числа. Если кинетические энергии сталкивающихся нуклонов очень высоки, то возможны реакции рождения нуклонных пар. Поскольку нуклонам и антинуклонам приписываются противоположные знаки, то при любых процессах алгебраическая сумма барионных чисел всегда остаётся неизменной.

Закон сохранения числа нуклонов применительно к рассмотренным простейшим ядерным реакциям означает сохранение в них массового числа A . Поэтому можно ввести понятие нуклонного (ядерного) заряда, численное значение которого для нейтрона и для протона равно единице, а для атомного ядра совпадает с массовым числом A . Однако нуклонный заряд для всех тяжёлых частиц (барионов) также равен единице. Поэтому его принято называть барионным зарядом и обозначать буквой B ($B_n=B_p=1$).

Используя законы сохранения электрического заряда и числа нуклонов можно определить неизвестный продукт реакции. Так, можно установить, что в ядерной реакции $p + {}^7\text{Li} \rightarrow {}^4\text{He} + x$ неизвестным продуктом x является α -частица.

2.2 Энергия и импульс

Большое удаление атомных ядер друг от друга (10^{-8} см) при малых размерах (10^{-13}) и малая величина химической связи позволяют считать систему из двух взаимодействующих ядерных частиц замкнутой (изолированной) системой. В изолированной системе сохраняются полная энергия и полный импульс частиц.

Ядерная реакция характеризуется тепловым эффектом, который представляет собой разность масс покоя вступающих в ядерную реакцию и образующихся в результате реакции ядер, выраженную в энергетических единицах, т.е. энергетический эффект ядерной реакции определяется разницей дефектом масс конечных и исходных ядер. Если тепловой эффект положителен, $Q > 0$, то ядерная реакция идет с выделением энергии и называется экзотермической. Если тепловой эффект отрицателен ($Q < 0$, эндотермическая реакция), то для осуществления ядерной реакции энергия относительного движения вступающих в реакцию ядер должна быть не меньше теплового эффекта.

На основании эквивалентности энергии и массы можно вычислить энергию, выделяющуюся или затраченную при протекании ядерной реакции, если точно знать массу всех ядер и частиц, участвующих в реакции.

Законы сохранения энергии и импульса приводят к следующим соотношениям между импульсами и энергиями частиц до и после взаимодействия для реакции (6).

$$\vec{p}_a + \vec{p}_A = \vec{p}_b + \vec{p}_B \quad (7a)$$

$$E_a + E_A = E_b + E_B \quad (7b)$$

Здесь E_a, E_A, E_b, E_B - полные энергии частиц

$$E_a^2 = c^2 p_a^2 + m_a^2 c^4 \quad (8a)$$

$$E_A^2 = c^2 p_A^2 + m_A^2 c^4 \quad (8б)$$

$$E_b^2 = c^2 p_b^2 + m_b^2 c^4 \quad (8в)$$

$$E_B^2 = c^2 p_B^2 + m_B^2 c^4 \quad (8г)$$

Кинетическая энергия частицы определяется соотношением $E_k = E - mc^2$.

Рассмотрим энергетику реакции (6). Если E_a , E_A , E_b и E_B - полные энергии двух частиц до реакции и после реакции, то на основании закона сохранения энергии:

$$E_a + E_A = E_b + E_B \quad (9)$$

При образовании более двух частиц соответственно число слагаемых в правой части этого выражения должно быть больше.

Полная энергия частицы равна её энергии покоя Mc^2 и кинетической энергии E , поэтому:

$$M_a c^2 + M_A c^2 + E_a + E_A = M_b c^2 + M_B c^2 + E_b + E_B \quad (10)$$

Величина Q , которая называется **энергией реакции** равна:

$$Q = (E_b + E_B) - (E_a + E_A), \quad (11)$$

поэтому:

$$M_a M_A = M_b + M_B + Q/c^2 \quad (12)$$

Множитель обычно $1/c^2$ обычно опускают, при подсчёте баланса либо выражая массы частиц через энергетические единицы, либо энергию в массовых единицах.

Энергетический выход реакции определяется разностью масс продукта и реагентов

$$Q = [M_a + M_A - (M_b + M_B)]c^2 = E_b + E_B - E_a \quad (13)$$

или в мегаэлектронвольтах

$$Q = (M_a + M_B - M_b - M_B) * 931,5 \text{ МэВ}. \quad (14)$$

Энергия реакции - кинетическая энергия, выделяющаяся или поглощающаяся в процессе ядерной реакции; она равна разности энергий покоя частиц в начальном и конечном состояниях.

В случае, если Q – отрицательная величина, то недостающая энергия должна быть восполнена за счет кинетической энергии бомбардирующей частицы. Не вся кинетическая энергия бомбардирующей частицы превращается в энергию возбуждения, так как часть её, а именно $M_a/(M_A + M_a)$, в виде энергии отдачи переходит к составному ядру. При этом кинетическая энергия, выделяющаяся при ядерной реакции, распределяется между продуктами b и B обратно пропорционально их массе.

Чем больше энергии выделяется при образовании ядра, тем оно прочнее. Прочность зависит от соотношения протонов и нейтронов, чётности нуклонов, заполнение нуклонных уровней.

Легко заметить, что $Q > 0$ тогда, когда сумма масс частиц-продуктов меньше суммы масс исходных частиц, то есть выделение свободной энергии возможно только за счёт снижения масс реагирующих частиц. И наоборот, если сумма масс вторичных частиц превышает сумму масс исходных, то такая реакция возможна только при условии затраты какого-то количества кинетической энергии на увеличение энергии покоя, то есть масс новых частиц. Минимальное значение кинетической энергии налетающей частицы, при которой возможна эндонергетическая реакция, называется *пороговой*.

Порог реакции - минимальная кинетической энергии налетающей частицы в лабораторной системе координат, при котором возможна ядерная реакция. Порог реакции не совпадает с энергией реакции. Из самого смысла величины Q видно, что Q есть порог ядерной реакции в системе центра инерции. Поэтому порог ядерной реакции $E_{\text{пор}}$ всегда больше энергии реакции Q на величину энергии связанной с движением центра инерции в лабораторной системе координат.

Необходимым, но недостаточным условием протекания ядерной реакции является $Q + E_a > 0$.

Энергетический порог реакции:

$$E_{\text{порог}} = |Q| \left(1 + \frac{M_a}{M_A} + \frac{Q}{2M_A} \right) \quad (15)$$

При бомбардировке пучком частиц неподвижной мишени кинетическая энергия бомбардирующих ядер должна быть не меньше пороговой энергии $E_{\text{пор}}$, связанной с тепловым эффектом Q соотношением:

$$E_{\text{пор}} = Q \frac{M_A}{M_a + M_A} \quad (16)$$

где M_A и M_a – массы соответственно ядра мишени и бомбардирующего ядра.

Пример 1. При реакции ${}^1_1\text{H}^3(\text{p}, \text{n}){}^4_2\text{He}$ сумма масс исходных ядер равна 4,025149, а продуктов 4,025968. Тепловой эффект этой ядерной реакции отрицателен $Q = -0,763$ МэВ, а $E_{\text{пор}} = 1,02$ МэВ.

Пример 2. Рассмотрим реакцию ${}^{14}_7\text{N}(\alpha, \text{p}){}^{17}_8\text{O}$. Чему равен энергетический порог этой реакции?

Решение. $Q = [m_\alpha + m_N - (m_p + m_O)]c^2 = 2,425 + 2,863 - 7,289 - (-0,809) = -1,19$ МэВ. $E_a = -(-1,19)(4+14)/14 = 1,53$ МэВ.

2.3 Закон сохранения импульса

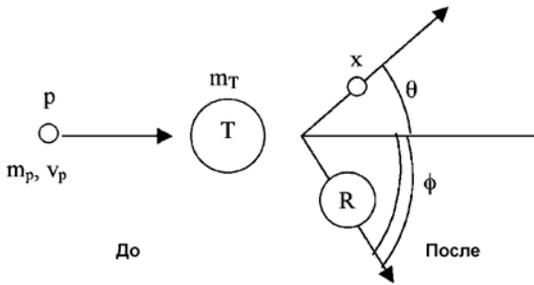


Рис. 4. Схема ядерной реакции.

Полный импульс частиц до реакции равен полному импульсу частиц-продуктов реакции. Если p_a, p_A, p_b, p_B - векторы импульсов двух частиц до реакции и после реакции, то: $p_a + p_A = p_b + p_B$. Каждый из векторов может быть независимо измерен на опыте, например магнитным спектрометром. Экспериментальные данные свидетельствуют о том, что закон сохранения импульса справедлив как при ядерных реакциях, так и в процессах рассеяния микрочастиц.

В лабораторной системе координат, типичное ядерное соударение представлено на Рис. 4. С учётом сохранения импульса в направлении x , можно написать:

$$M_a v_a = m_b v_b \cos \theta + m_B v_B \cos \phi$$

а применив закон сохранения импульса в направлении y , имеем

$$0 = -m_b v_b \sin \theta + m_B v_B \sin \phi,$$

где m_i и v_i – масса и скорость i -го вида. Так как импульс $p = mv = \sqrt{2mE}$, а $Q = E_b - E_a - E_B$, то

$$Q = E_b \left(1 + \frac{m_b}{m_B} \right) - E_a \left(1 - \frac{m_a}{m_B} \right) - \frac{2}{m_B} (m_a E_a m_b E_b)^{1/2} \cos \theta \quad (17)$$

Если мы измерили кинетическую энергию испускаемой частицы b и угол, под которым она испущена, и мы знаем реагенты и продукты реакции, мы можем определить величину Q реакции, т.е. мы можем измерять энергетический выход любой реакции с двумя компонентами, измерив свойства одного продукта. Если Q реакции рассчитать по таблице масс, то можно перевернуть это уравнение, и найти энергию испускаемой частицы:

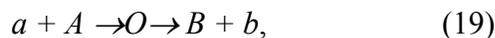
$$\sqrt{E_b} = \frac{(m_a m_b E_a)^{1/2} \cos \theta \pm \{m_a m_b E_a \cos^2 \theta + (m_B + m_b)[m_B Q - (m_B - m_a) E_a]\}^{1/2}}{m_B + m_b} \quad (18)$$

2.4 Момент количества движения

В ядерных реакциях сохраняется полный момент количества движения замкнутой системы \vec{J} . Закон сохранения момента количества движения - аддитивный закон. В результате столкновения микрочастиц образуются только такие составные ядра, механический момент которых равен одному из возможных значений момента, получающегося при сложении собственных механических моментов частиц и момента их относительного движения. Пути распада составного ядра также могут быть лишь такими, чтобы сохранялся момент количества движения. Никаких исключений из этого правила экспериментально обнаружено не было.

В процессе ядерной реакции сохраняется суммарный момент количества движения взаимодействующих частиц и его проекция на выбранное направление.

Рассмотрим реакцию вида



где O – составное (промежуточное, компаунд) ядро.

Тогда

$$\vec{J}_a + \vec{J}_A + \vec{l}_{aA} = \vec{J}_b + \vec{J}_B + \vec{l}_{bB}, \quad (20)$$

Здесь $\vec{J}_a, \vec{J}_B, \vec{J}_{aA}$ и \vec{J}_b - спины участвующих в реакции частиц, \vec{l} - относительные орбитальные моменты, характеризующие их относительное движение. Известно, что спины протона и нейтрона равны $1/2$, спины всех чётно-чётных ядер равны нулю, спины ядер с чётным массовым числом – целые, а с нечётным – полуцелые. Поскольку момент количества движения ядра зависит не только от спинов нуклонов, но и от их внутреннего движения (орбитальных моментов), его величина для разных состояний ядра различна. Спином ядра называется его момент количества движения для основного состояния. Орбитальные моменты могут принимать только целые значения (0, 1, 3, ...), а их конкретная величина определяется характером движения

частиц. Если налетающая частицей является фотон, то в левой части соотношения слагаемое относительно углового момента $\vec{l}_{\gamma A}$ отсутствует, так как этот момент автоматически учитывается мультипольностью фотона. Это же справедливо и для правой части соотношения, если реакция завершается вылетом фотона.

Применение закона сохранения момента количества движения с учётом квантовых особенностей приводит к определённым правилам отбора. Например, процессы с излучением невозможны при переходах ядер между состояниями с нулевыми моментами, так как γ -квант уносит целочисленный момент ($l \neq 0$).

2.5 Чётность

В сильных и электромагнитных взаимодействиях пространственная чётность P сохраняется. В слабых взаимодействиях пространственная четность не сохраняется. Закон сохранения четности - мультипликативный закон.

При ядерных реакциях, которые протекают под воздействием ядерных или электромагнитных сил, сохраняется чётность волновой функции, описывающей состояние частиц до и после реакции.

Применительно к ядерной реакции вида (6) закон сохранения чётности записывается следующим образом:

$$P_a P_A (-1)^{l_{Aa}} = P_b P_B (-1)^{l_{Bb}} \quad (21)$$

где P_a , P_A , P_B и P_b – внутренние чётности взаимодействующих частиц, а l_{Aa} и l_{Bb} – орбитальные моменты соответствующих пар частиц. Закон сохранения чётности приводит к определённым правилам отбора, ограничивающим класс возможных ядерных взаимодействий. Простое правило отбора возникает для упругого рассеяния частиц (например, нуклонов) на ядрах: в процессе рассеяния l может изменяться только на чётное число. Это заключение следует из того, что при упругом рассеянии ни состояние ядра, ни состояние бомбардирующей частицы не изменилось. Единственное, что с ними может произойти – это переориентация спина, при которой чётность сохраняется. Но тогда должна сохраняться и чётность волновой функции, описывающей относительное движение частиц. Отсюда следует, что l может изменяться только на чётное число.

Своеобразные правила отбора по чётности возникают при рассмотрении процессов с участием двух тождественных частиц. Простейший пример такого рода – распад составной системы на две тождественные частицы с нулевыми спинами. При этом чётная система A может (а не чётная не может) распасться на две тождественные частицы с нулевыми спинами.

2.6 Изотопический спин

Известно, что свойства ядер-изобар зависят от соотношения протонов и нейтронов, содержащихся в них. Только при вполне определённом соотношении ядра имеют минимальную массы и стабильны. Если же протоны находятся в избытке или недостатке, то соответствующее ядро является β^+ или β^- - радиоактивным.

Если процесс происходит в результате сильного взаимодействия, то суммарный изоспин \vec{I} и его проекция I_z сохраняются. В электромагнитных процессах сохраняется только проекция изоспина. В слабых взаимодействиях изоспин и его проекция не сохраняются. Для электромагнитных дипольных переходов выполняется правило отбора $I = 0, 1$. Закон сохранения изотопического спина - аддитивный закон.

Как уже упоминалось, ядерные силы зарядово симметричны, что опирается на гипотезу о зарядовой независимости ядерных сил. Если рассматривать только ядерное (без кулоновского) взаимодействие между любыми нуклонами ($p-p$), ($n-n$) и ($n-p$), находящимися в одинаковых пространственных и спиновых состояниях, то все три вида взаимодействия тождественны между собой. Таким образом, оба нуклона ведут себя одинаково. В связи с чем их в некотором смысле можно считать тождественными частицами. Зарядовая независимость ядерных сил справедлива с точностью до электромагнитного взаимодействия, которое её нарушает.

Изотопический спин — квантовое число, отражающее свойство изотопической инвариантности сильного взаимодействия.

С точки зрения сильного взаимодействия протон и нейтрон являются одинаковыми частицами. Поэтому считается, что нуклон имеет изоспин $I = 1/2$. Проекция изоспина $I = +1/2Z$ соответствует протону, $I = -1/2Z$ соответствует нейтрону. Изоспин сохраняется в сильных взаимодействиях. Проекция изоспина I_z сохраняется в сильном и электромагнитном взаимодействиях.

Законы сохранения изоспина I и его проекции I_3 в реакции $a + A \rightarrow b + B$

$$\vec{I}_a + \vec{I}_A = \vec{I}_b + \vec{I}_B, \quad (22a)$$

$$(I_3)_a + (I_3)_A = (I_3)_b + (I_3)_B \quad (22б)$$

Сохранение изоспина в сильных взаимодействиях позволяет рассчитывать сечения реакций и предсказывать структуру ядерных уровней.

Так как характер взаимодействия не зависит от сорта нуклонов, т.е. от значения проекции), то ядерное взаимодействие нуклона определяется величиной вектора \vec{I} . Но не его проекцией (которая характеризует различие в электромагнитных свойствах). Таким образом, ядерное взаимодействие инвариантно по отношению к вращению в изотопическом пространстве. Это свойство называется изотопической инвариантностью. Ситуация аналогична инвариантности взаимодействия относительно вращения в трёхмерном пространстве, приводящей к закону сохранения момента количества движения. Следовательно, в ядерных взаимодействиях должен выполняться закон сохранения изотопического спина.

Понятие изотопического спина легко обобщается на атомное ядро.

Закон сохранения изотопического спина накладывает определённые ограничения на ядерные процессы.

Так, α -частица ($\vec{I}=0$) может испуститься ядром только в том случае, если его начальное и конечное состояния имеют одинаковые значения изотопического спина.

3. КИНЕТИКА И ВЫХОД ЯДЕРНОЙ РЕАКЦИИ

Широкому практическому использованию энергии ядерных реакций препятствует чрезвычайно низкий выход ядерной реакции, т.е. число ядер атомов, вступивших в ядерную реакцию, отнесённая к числу бомбардирующих мишень частиц. Так как линейные размеры ядра атома мишени очень малы, только незначительная число частиц из потока высоко энергетических бомбардирующих частиц сталкивается с ядрами мишени. Кроме того, проникновение бомбардирующих частиц в ядро мишени происходит только вне большей части столкновений.

3.1 Сечение ядерной реакции

Для фиксированных налетающих частиц и ядер мишени возможно несколько типов ядерных реакций. Вероятность протекания той или иной из них зависит от характеристик сталкивающихся частиц (в первую очередь от их кинетической энергии) и связана с сечением реакции - величиной эффективной площади, характеризующей ядро как мишень для налетающей частицы и являющейся мерой вероятности того, что частица и ядро вступят во взаимодействие

Вероятность ядерной реакции характеризуют **эффективным** поперечным **сечением** или просто сечением, σ .

$$\sigma = n/n_0N, \quad (23)$$

где n -число ядерных реакций в 1 времени; n_0 -поток бомбардирующих ядерных частиц в 1 времени; N -число ядер на 1 см^2 мишени.

Сечение реакции - величина, определяющая вероятность перехода системы взаимодействующих частиц в определенное конечное состояние.

Ядерное эффективное сечение, эффективное сечение ядра, ядерное сечение реакции, микроскопическое сечение реакции - величина, характеризующая вероятность взаимодействия частицы с ядром. Единица измерения эффективного сечения - барн ($1 \text{ барн} = 10^{-28} \text{ м}^2$). С помощью известных эффективных сечений вычисляют скорости ядерных реакций или количества прореагировавших частиц.

Сечение активации - величина, показывающая вероятность образования радиоактивных изотопов при взаимодействии ядерных частиц с атомными ядрами.

Сечение захвата - показывающая вероятность присоединения ядерных частиц к атомному ядру. Атомные сечения представляют собой средневзвешенные сечения захвата для естественных смесей изотопов.

Вероятность реакции определяется ядерным сечением реакции. В лабораторной системе отсчёта (где ядро-мишень покоится) вероятность взаимодействия в единицу времени равна произведению сечения (выраженного в единицах площади) на поток падающих частиц (выраженный в количестве частиц, пересекающих за единицу времени единичную площадку). Если для одного входного канала могут

осуществляться несколько выходных каналов, то отношения вероятностей выходных каналов реакции равно отношению их сечений.

Ядерное сечение с одной стороны имеет тот же физический смысл, что и в классической механике, то есть эффективное сечение - это площадь поперечного сечения такой области пространства около частицы-мишени, при пересечении которой бомбардирующей частицей-точкой со 100 % вероятностью возникает взаимодействие, но при этом имеются существенные различия:

- ни в пределах объёма ядра, ни вблизи элементарной частицы, нет такой области, при пересечении которой другой частицей обязательно произойдёт взаимодействие. Эффективное сечение просто даёт то число взаимодействий, которое в зависимости от его величины должно произойти. При этом в некоторых случаях даже при пересечении бомбардирующей частицей области эффективного сечения взаимодействия не происходит, тогда как в других случаях взаимодействие происходит, несмотря на пролёт частицы за пределами области эффективного сечения.

- Эффективные сечения определяются не столько геометрическими размерами сложных микрочастиц или радиусами действия сил, сколько волновыми свойствами частиц. При возникновении связанных состояний область пространства, занятая взаимодействующей частицей, имеет радиус порядка дебройлевской длины волны λ , а, следовательно, сечение порядка $\pi\lambda^2$. Поскольку λ обратно пропорциональна скорости, сечение возрастает при убывании энергии. Однако связанные состояния образуются при строгих энергетических соотношениях, и отвечающие им сечения наблюдаются только при избранных значениях энергии, что приводит к очень сложной картине поведения сечений в функции энергии.

Таким образом, эффективное сечение - усреднённая по многим случаям взаимодействия величина, которая определяет эффективность взаимодействия сталкивающихся частиц и только при определённых условиях даёт представление об их размерах или радиусах действия.

Если в ядерной реакции участвуют частицы с ненулевыми спинами, то сечение зависит от ориентации спинов. Поэтому если налетающие частицы или частицы мишени поляризованы (*Ориентированные ядра*), т. е. их спины ориентированы не хаотично, а частично упорядочены, то сечение будет зависеть от ориентации спинов. Количественно ориентация спинов частиц пучка описывается вектором поляризации.

Большинство сечений ядерных реакций имеют значения от 10^{-27} до 10^{-23} см², т.е. порядка геометрических сечений ядер, однако есть реакции, сечения которых много больше геометрических сечений ядра (порядка 10^{-18} см²) и реакции, к примеру, под действием медленных заряженных частиц, имеющие сечения много меньше геометрических сечений.

Рассмотрим тонкую мишень (ядра мишени не перекрывают друг друга), на которую падает перпендикулярно поверхности монохроматический пучок нейтронов. Пусть плотность нейтронов в пучке n , с размерностью нейтр/см³, а их скорость v , см/с. В этом случае величина $\Phi=nv$ будет называться *плотностью потока нейтронов*. Если рассматривать нейтроны с длиной волны много меньше радиуса ядра, «столкновение» нейтрона с ядром произойдёт только тогда, когда он попадёт в плоскость сечения ядра (чёрные кружки на поясняющем рисунке), обозначим площадь его поперечного сечения σ . В таком случае с ядром будут сталкиваться нейтроны, которые заключены в объёме $v\sigma$, число таких нейтронов будет равно $nv\sigma$, а полное число взаимодействий в единицу времени в единице объёма мишени, содержащей в 1 см³ N ядер, будет равно:

$$R = \sigma n v N = \sigma \Phi N, \quad (24)$$

а коэффициент σ , характеризующий вероятность взаимодействия с ядром и называющийся *ядерным эффективным сечением*, соответственно будет равен:

$$\sigma = \frac{R}{n v N} = \frac{R}{\Phi N} \quad (25)$$

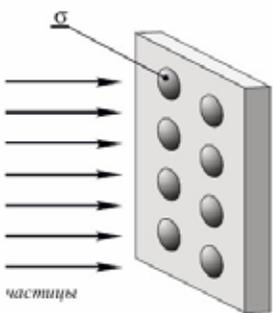


Рис. 5. Плоская мишень, чёрными кружками условно обозначено сечение ядра.

Замечание. Здесь ядерную плотность мы определяли по формуле $N = N_A \frac{\rho}{A}$ [см⁻³], где: N_A -

число Авогадро, A - атомная масса, ρ_j - плотность вещества. Однако, при облучении тонкой пластины узким пучком лучше использовать количество ядер на единице площади $N_S = N_A \frac{\rho \Delta x}{A}$ [см⁻²], где Δx – толщина мембраны. Тогда

$\sigma = \frac{N_R N_A A}{N_0 \rho \Delta x}$, где N_0 - число частиц упавших на единичную площадь мишени, расположенную перпендикулярно оси пучка, N_R - число взаимодействий.

Такая простая геометрическая трактовка удовлетворительно согласуется с экспериментом только при больших энергиях нейтронов, когда сечения взаимодействия нейтронов с ядрами имеют значения, примерно равные геометрическому сечению ядра.

Если облучать мишень, содержащую N_j ядер j -го сорта в единице объёма, пучком нейтронов с плотностью n и скоростью v , где N_j - ядерная плотность, тогда R_i - число реакций i -го типа, происходящих в единице объёма мишени в единицу времени, равно:

$$R_i = \sigma_{ij} n v N_j,$$

таким образом, ядерное сечение реакции равно:

$$\sigma_{ij} = \frac{R_i}{n v N_j} \quad (26)$$

Практически наиболее важны реакции радиационного захвата нейтронов и соответствующая им величина – сечение захвата нейтронов; эти реакции – типа (n, γ) приводят к образованию радиоактивного изотопа облучаемого элемента, массовое число которого на единицу больше, чем у изотопа, претерпевшего превращение.

Табл. 1. Поперечное сечение захвата нейтронов некоторыми элементами, барн

Элемент	При 0,025 эВ		При 1 МэВ	
	захват	рассеяние	захват	рассеяние
H	0,32	20 – 80	<10 ⁻⁴	4
D ₂ O	9*10 ⁻⁴	15	<10 ⁻⁴	14
Be	9*10 ⁻³	6,9	<10 ⁻⁴	3
B	718	3,8	<10 ⁻⁴	2
C	4,5*10 ⁻³	4,8	<10 ⁻⁴	2,5
Al	0,22	1,6	4*10 ⁻⁴	3
Fe	2,5	11,0	8*10 ⁻³	3
Zr	0,4	8,4	3*10 ⁻²	7
Cd	3500	6,5	10 ⁻¹	7

При малых энергиях нейтронов интервал значений поперечного сечения (n, γ) реакции очень велик (более 10⁶). При большей энергии нейтронов основное значение приобретают процессы рассеяния; величины поперечного сечения закономерно растут с увеличением атомного номера мишени.

В зависимости от вида взаимодействия рассматриваются различные сечения с соответствующими обозначениями.

Сечения процессов, не приводящих к изменению структуры ядра, объединяют в **сечение рассеяния** σ_s , включающее: σ_p - **сечение потенциального рассеяния**; σ_r - **сечение резонансного рассеяния**; σ_{in} - **сечение неупругого рассеяния**.

$$\sigma_s = \sigma_p + \sigma_r + \sigma_{in} \quad (27)$$

Для процессов, связанных только с упругим рассеянием, вводят **сечение упругого рассеяния**:

$$\sigma_{el} = \sigma_p + \sigma_r \quad (28)$$

Сечение образования составного ядра обозначают σ_{comp} .

Сечения различных каналов распада составного ядра, не связанные с появлением нейтронов, объединяют в **сечение поглощения** σ_a . Сечения для наиболее характерных каналов распада составного ядра: σ_c - сечение радиационного захвата (n, γ) ; σ_f - сечение деления (n, f) ; σ_{2n} - сечение реакции $(n, 2n)$; σ_α - сечение реакции (n, α) .

Для рассмотрения всех процессов взаимодействия нейтрона с ядром используют **полное сечение** σ_t , которое можно представить в виде: $\sigma_t = \sigma_p + \sigma_{comp}$. Для подавляющего большинства ядер в интервале энергий 10⁻³–10⁷ эВ: $\sigma_t = \sigma_s + \sigma_a$.

Сечения реакций с различными выходными каналами (например (p,n) , (p,d) и т.д.) называются парциальными сечениями. Часто в данной реакции выделяют сечения процессов приводящих к возбуждению различных состояний конечных ядер. Такие сечения также называют парциальными. Полное сечение реакций складывается из всех парциальных сечений реакций, возможных при данной энергии $\sigma = \sum \sigma_i$, где σ_i - парциальное сечение.

Макроскопическое сечение Σ_{ij} i -го процесса для j -го нуклида в среде можно определить как произведение i -го микроскопического сечения ядра этого нуклида σ_{ij} и ядерной плотности j -го нуклида N_j :

$$\Sigma_{ij} = N_j \sigma_{ij} \quad (29)$$

То есть макроскопическое сечение представляет собой как бы сечение всех ядер единицы объёма вещества. Правда такая трактовка довольно условна, так как из выражения видно, что оно не является собственно сечением и измеряется в $1/\text{м}$. При описании прохождения потоков фотонов через вещество эту величину также называют *линейным коэффициентом ослабления*.

Макроскопическое сечение Σ_{ij} - число взаимодействий i -го типа в единицу времени в единице объёма j -го нуклида при единичном ν (т.е. Ф). Если макроскопическое сечение представляет собой произведение концентрации ядер на какое-то парциальное микроскопическое сечение, например, сечение рассеяния или захвата, то оно тоже будет парциальным и выражать скорость конкретных процессов в единице вещества, например, число случаев рассеяния или поглощения нейтронов.

Ядерную плотность определяют по формуле:

$$N_j = N_A \frac{\rho_j}{M_j}, \quad (30)$$

где: N_A - число Авогадро, M_j - атомная масса, ρ_j - плотность вещества.

Если вещество представляет собой гомогенную смесь различных ядер, то макроскопическое сечение смеси определяют как сумму макроскопических сечений веществ в смеси. При гетерогенном расположении материалов необходимо учитывать объёмную долю, занятую данным веществом ω_j . Тогда ядерные плотности каждого вещества N_{0j} домножают на эту величину: $N_j = N_{0j} \omega_j$ (сумма ω_j равна 1). Необходимо отметить, что в случае гетерогенного расположения материалов сечение не всегда определяют как сумму сечений, так как различные материалы могут находиться в разных условиях.

В зависимости от поставленной задачи и условий эксперимента используют также понятия интегрального, дифференциального, дважды дифференциального и т.д. сечений.

Интегральным сечением реакции $a + A \rightarrow b + B$ называется величина

$$\sigma_{ab} = \frac{dN_b}{nN_0}, \quad (31)$$

где n - количество частиц мишени на единицу площади, N_0 - количество попавших на мишень частиц a , dN_b - количество частиц b - продуктов реакции. **Дифференциальным сечением** реакции $a + A \rightarrow b + B$ называется величина

$$\frac{d\sigma_{ab}}{dE_b} = \frac{1}{nN_0} \frac{dN_b}{dE_b}, \quad (32)$$

где n - количество частиц мишени на единицу площади, N_0 - количество попавших на мишень частиц a , dN_b/dE_b - количество частиц b , продуктов реакции, имеющих энергию в диапазоне $E_b - E_b + dE_b$. **Дважды дифференциальным сечением** реакции $a + A \rightarrow b + B$ называется величина

$$\frac{d^2\sigma_{ab}}{d\Omega dE_b} = \frac{1}{nN_0} \frac{dN_b}{d\Omega dE_b}, \quad (33)$$

где n - количество частиц мишени на единицу площади, N_0 - количество попавших на мишень частиц a , $dN_b/d\Omega dE_b$ - количество частиц, продуктов данной реакции b , вылетевших в элемент телесного угла $d\Omega$ в направлении, характеризуемом полярным θ и азимутальным ϕ углами, и имеющих энергию в диапазоне $E_b - E_b + dE_b$. Сечения связаны соотношениями:

$$\frac{d\sigma_{ab}}{d\Omega} = \int \frac{d^2\sigma_{ab}}{d\Omega dE_b} dE_b, \quad \frac{d\sigma_{ab}}{dE_b} = \int \frac{d^2\sigma_{ab}}{d\Omega dE_b} d\Omega, \quad \sigma_{ab} = \iint \frac{d^2\sigma_{ab}}{d\Omega dE_b} d\Omega dE_b. \quad (34)$$

Интегральные сечения σ_{ab} реакции $a + A \rightarrow b + B$ и обратной σ_{ba} реакции $b + B \rightarrow a + A$ связаны

принципом детального равновесия (баланса): $\frac{\sigma_{ab}}{\sigma_{ba}} = \frac{(2j_b+1)(2j_B+1)\bar{p}_b^2}{(2j_a+1)(2j_A+1)\bar{p}_a^2}$, где j_a, j_A, j_b, j_B спины, а \bar{p}_a и \bar{p}_b импульсы частиц в системе центра инерции. В случаях, когда в реакции участвует γ -квант необходимо учесть, что для него множитель $2j+1=2$, так как спин γ -кванта имеет 2 проекции.

Перейдём теперь к очень важному вопросу – зависимости сечения от энергии налетающей частицы. Для незаряженной и заряженной частиц эти зависимости коренным образом различаются.

Сечение ядерных реакций с участием нейтронов.

Так как нейтрон не имеет заряда, он может приблизиться к ядру на любое расстояние, не испытывая при этом отталкивания. Экзотермические ядерные реакции, т.е. реакции, для которых $Q>0$, могут поэтому протекать под действием нейтронов с относительно низкой энергией. Поскольку с уменьшением скорости нейтронов вероятность нахождения их вблизи ядра возрастает, сечение реакций захвата нейтронов σ будет обратно пропорционально скорости нейтронов (закон $1/v$):

$$\sigma \approx \frac{1}{v} \approx \frac{1}{\sqrt{E}} \quad (35)$$

Графически этот закон представлен на **Рис. 8** (верхняя кривая). Попытаемся дать физическое обоснование этого закона, а заодно поясним, почему сечение ядерной реакции на нейтронах может значительно превышать площадь сечения ядра и к тому же может носить резонансный характер.

Параметр взаимодействия нейтрона с ядром можно представить как сумму радиусов снаряда и ядра мишени (**Рис. 6**). Тогда

$$\sigma \approx \pi(R+r')^2 = \rho r_0^2 (A_p + A_T)^2 \quad (36)$$

Здесь r' - радиус нейтрона. Применив классическую механику к этой проблеме, можем записать для орбитального углового момента, l

$$l = \mathbf{r} \times \mathbf{p} = \hbar b \quad (37)$$

В рамках квантовой механики, $l \rightarrow \hbar l$ и импульс $p = \frac{\hbar}{\lambda}$, $\hbar b = \frac{\hbar b}{\lambda}$, $b = l\lambda$ (38)

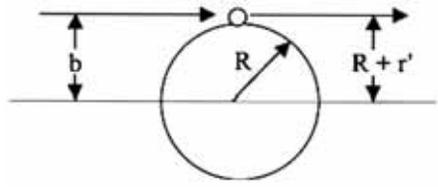


Рис. 6. Схема столкновения нейтрона с ядром.

Это не совсем правильно, потому что l – квантовано, а b – нет. Это препятствие можно обойти, связав b с некоторыми кольцами или зонами вокруг целевого ядра (**Рис. 7**). Здесь предлагается, что для лобового столкновения ($l=0$), b изменяется от 0 до λ , тогда как при $l=1$ столкновении, b – изменяется от λ к 2λ . Таким образом, поперечное сечение для больших прицельных параметров, и эти большие параметры воздействия связаны с большими угловыми моментами. Мы можем определить поперечное сечение для конкретного значения l как:

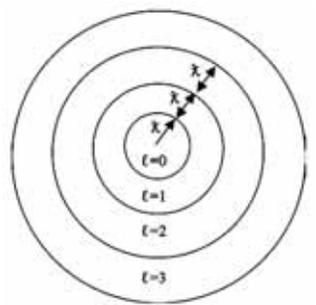
$$\sigma_l = \pi(l+1)^2 \lambda^2 - \pi l^2 \lambda^2 \quad (39a)$$

$$\sigma_l = \pi \lambda^2 (l^2 + 2l + 1 - l^2) \quad (39б)$$

$$\sigma_l = \pi \lambda^2 (2l + 1) \quad (39в)$$

Общее поперечное сечение реакции получается суммированием по всем значениям l :

$$\sigma_{общ} = \sum_l \sigma_l = \sum_{l=0}^{l_{max}} \pi \lambda^2 (2l + 1) = \pi \lambda^2 (l_{max} + 1)^2 \quad (40)$$



Мы можем написать для максимального углового момента:

$$l_{max} = \frac{R}{\lambda}, \quad l_{max} + 1 = \frac{R + \lambda}{\lambda} \quad (41)$$

Общее сечение $\sigma_{общ} = \pi(R + \lambda)^2$. (42)

Рис. 7. Схема ядра мишени.

Полное сечение пропорционально размеру ядра мишени и «размеру» бомбардирующей частицы (нейтрону) - снаряду. Поскольку длина волны снаряда λ стремится к бесконечности при стремлении энергии снаряда к нулю, сечения нейтронов при низких энергиях могут быть очень большими. Так проблема выглядит с точки зрения полуклассической механики. Её можно уточнить в рамках квантовой механики. Общее поперечное сечение реакции:

$$\sigma_{\text{общ}} = \pi \lambda^2 \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) T_l \quad (43)$$

где коэффициент трансмиссии изменяется от 0 до 1. Коэффициент трансмиссии выражает вероятность, того что будет реализован данный угловой момент l . При высоких энергиях снаряда, $E_l = 1$ для $l \leq l_{\text{max}}$ и $E_l = 0$ для $l > l_{\text{max}}$ (резкий предел среза). При очень низких энергиях снаряда $E_l = \sqrt{E}$ для $l=0$ и $E_l = 0$ для $l > 0$, где E - энергия снаряда. Таким образом, при очень низких энергиях имеем

$$\sigma_{\text{общ}} \propto \pi \lambda^2 \sqrt{E} \propto \pi \frac{\hbar^2}{2mE} \sqrt{E} \propto \frac{1}{\sqrt{E}} \quad (44)$$

Такое поведение сечения в инициированных нейтронами реакциях называется $1/v$ законом (Рис. 8, верхняя кривая).

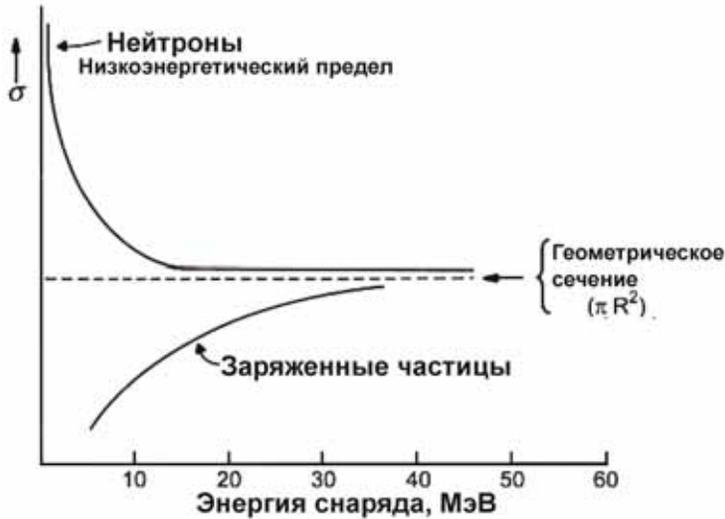


Рис. 8. Зависимость сечения ядерной реакции от энергии бомбардирующих частиц: незаряженные частицы (нейтроны) – вверху; заряженные частицы (протоны) – внизу. При высоких энергиях сталкивающихся частиц, т.е. при $\lambda \ll R$, коэффициент прохождения P стремится к 1, а сечение реакций к πR^2 . При высоких энергиях ядро полностью поглощает падающую на него волну. Такая модель называется **моделью черного ядра**.

Совсем по другому выглядит энергетическая зависимость сечения ядерной реакции при использовании

заряженных частиц.

Схема взаимодействия заряженной частицы с ядром как представлена на Рис. 9. При приближении снаряда ядру мишени, он начинает чувствовать кулоновское поле и отклоняется. Как следствие, диапазон столкновений соответствует меньшему диапазону параметров взаимодействия. Если снаряд исходно имеет энергию E , то на расстоянии самого близкого подхода R , это имеет кинетическую энергию $E-B$, где B , кулоновский барьер $B=Z_1 Z_2 e^2 / R$.

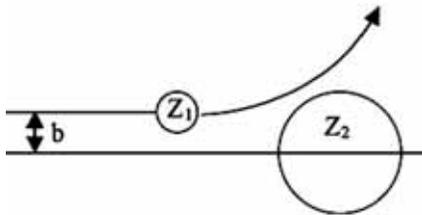


Рис. 9. Схема реакции с заряженной частицей

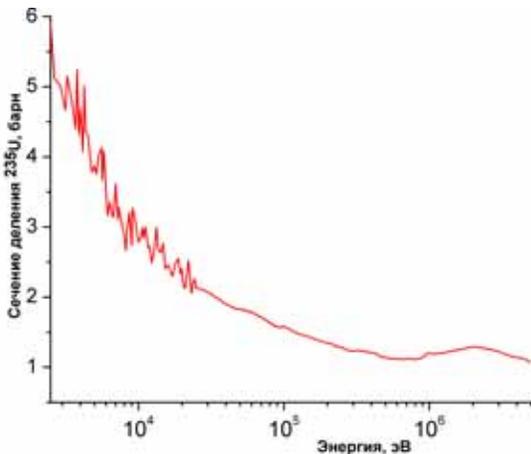
Полное сечение

$$\sigma_{\text{общ}} = \pi R^2 \left(1 - \frac{B}{E} \right) \quad (44a)$$

Уравнение применимо только если $E > B$. Сечение ядерной реакции, вызванной заряженной частицей, с ростом энергии возрастает (Рис. 8, нижняя кривая).

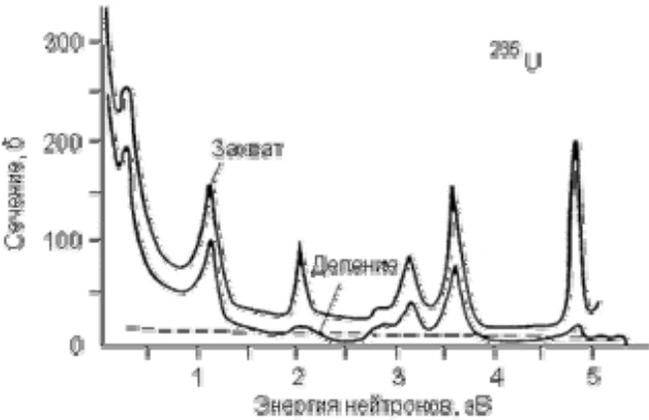
Пример. Рассчитать энергетическую зависимость сечения реакции $^{48}\text{Ca} + ^{208}\text{Pb}$. Решение. $R_{\text{Pb}} + R_{\text{Ca}} = 1,2(2081/3 + 481/3) = 11,47$ фм. $B = Z_1 Z_2 e^2 / R = (82)(20)(1,44 \text{ МэВ} \cdot \text{фм}) / 11,47 = 205,9$ МэВ. По формуле (44a) найдём, что сечение монотонно изменяется от 41,7 мбарн при энергии 208 МэВ до 729,1 мбарн при $E=250$ МэВ.

Рис. 10. Зависимость сечения деления ^{235}U от энергии нейтронов.



Так как при взаимодействии нейтронов с ядрами проявляются волновые свойства частиц, эффективные сечения имеют резонансный характер зависимости от энергии. На **Рис. 10** в качестве примера представлена зависимость сечения деления ^{235}U от энергии нейтронов. Изменение этого сечения имеет резонансный пикообразный характер. На некоторых интервалах энергий сечение сначала резко возрастает, достигает максимального значения при *резонансной энергии*, а затем резко падает.

Рис. 11. Энергетическая зависимость сечений ядерных реакций в уране-235, протекающих с участием нейтронов.



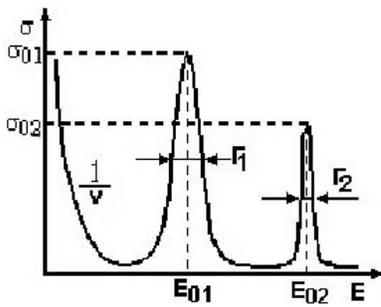
С увеличением энергии высоты пиков, соответствующих возбужденным состояниям, уменьшаются, а энергетические уровни расширяются. При большой энергии расстояние между уровнями ядер становится меньше разрешения измерительных приборов и уровни не разделяются. Вследствие этого сечение σ , измеренное экспериментально, начинает убывать, почти монотонно приближаясь к геометрическому сечению ядра.

В случае низкоэнергетических нейтронов закон $1/v$ выполняется для большинства ядер. Отклонения от него наблюдаются в области энергий 1 – 100 эВ, где на кривой $\sigma(v)$ имеются максимумы (резонансные пики) (**Рис. 10**).

В экспериментах не всегда можно непосредственно измерять сечение реакции. Непосредственно измеряемой величиной является выход реакции - число зарегистрированных вторичных частиц - продуктов ядерной реакции.

Замечание. Появление резонансов в реакциях является характерной особенностью реакций, идущих с образованием составного ядра. Физической причиной появления резонансов при взаимодействии нейтронов с ядрами служит наличие дискретной системы уровней у связанной системы нейтрон – ядро-мишень, которой является составное ядро. Сечение образования составного ядра должно определяться длиной волны де Бройля для нейтрона, которая представляет некоторый эффективный радиус взаимодействия движущейся частицы с точечными объектами при возникновении связанного состояния. Длина волны нейтрона обратно пропорциональна его скорости и при малых значениях кинетической энергии нейтрона может быть очень большой. Вместе с тем образование составного ядра возможно только при определенном значении кинетической энергии нейтрона в пределах естественной ширины уровня. За пределами этого узкого интервала энергии составное ядро не образуется и длина волны нейтрона уже не играет роли, а сечение потенциального рассеяния при этом определяется только геометрическими размерами ядра и равно $4\pi R^2$ (1 - 10 *барн*), где R – радиус ядра. В итоге зависимость сечения от энергии нейтрона приобретает резонансный характер (**Рис. 12**).

Рис. 12. Зависимость сечения ядерной реакции от энергии нейтронов.



Полная ширина резонанса Γ определяется на половине высоты резонанса (**Рис. 12**) и связана с шириной возбужденного уровня и средним временем жизни уровня соотношением неопределенностей $\Gamma \tau = \hbar$. Ширина резонанса $\Gamma \approx 7 \cdot 10^{-2} \text{ эВ}$, если $\tau = 10^{-14} \text{ с}$. Если же $\tau \rightarrow \infty$, то имеем стационарное состояние, а для стационарного уровня $\Gamma \rightarrow 0$.

Составное ядро может распадаться по различным каналам: с испусканием нейтрона (n); γ -кванта (γ); может испытать деление (f); распасться с испусканием протона или α -частицы и т.д. по любому из возможных каналов, каждый из которых имеет свою парциальную ширину. Вероятности этих процессов различны, но полная вероятность λ распада составного ядра в единицу времени (постоянная распада) равна $\lambda = \lambda_n + \lambda_\gamma + \lambda_f + \dots$, а постоянная распада связана со средним временем жизни соотношением $\lambda = 1/\tau$. Следовательно

$$\Gamma = \hbar / \tau = \hbar \lambda = \hbar (\lambda_n + \lambda_\gamma + \lambda_f + \dots) = \Gamma_n + \Gamma_\gamma + \Gamma_f + \dots$$

т.е. полная ширина уровня складывается из парциальных ширин, которые пропорциональны относительным вероятностям распада по соответствующим каналам. Вероятность же распада по данному каналу j будет $p_j = \Gamma_j / \Gamma$.

Величины Γ , Γ_n , Γ_γ , Γ_f , s_0, T_0 являются параметрами конкретного резонанса. Параметры резонанса определяются экспериментально.

Резонансы называются уединенными (неперекрывающимися), если расстояние между соседними уровнями $D \gg \Gamma$. Уединенные резонансы описываются формулой Брейта-Вигнера, которая определяет сечение образование промежуточного возбужденного ядра на первой стадии процесса

$$\sigma^* = g\pi\lambda^2 \frac{\Gamma\Gamma_n}{(E_n - E_0)^2 + (\Gamma/2)^2}$$

Здесь g - статистический (спиновый) фактор: $g = \frac{2J+1}{(2I+1)(2s+1)}$, где J - спин возбужденного уровня промежуточного

ядра, I - спин ядра-мишени, $s = 1/2$ - спин нейтрона; Γ_n - ширина уровня по отношению к упругому рассеянию нейтрона в данном резонансе. Здесь орбитальный момент нейтрона принят равным нулю. Нейтроны с энергией меньше 10 кэВ, а именно в этом энергетическом диапазоне расположены резонансы, взаимодействуют с ядрами только с орбитальными моментами $l=0$. Выражение $(E_n - E_0)^2$ определяет поведение резонанса и называется *резонансным членом*.

Сечение для резонансного рассеяния нейтронов (n,n):

$$\sigma(n,n) = \sigma^* \eta_n = g\pi\lambda^2 \frac{\Gamma_n^2}{(E_n - E_0)^2 + (\Gamma/2)^2}$$

Сечение реакции (n, γ):

$$\sigma(n,\gamma) = \sigma^* \eta_\gamma = g\pi\lambda^2 \frac{\Gamma_n \Gamma_\gamma}{(E_n - E_0)^2 + (\Gamma/2)^2}$$

Сечение реакции деления (n,f):

$$\sigma(n,f) = \sigma^* \eta_f = g\pi\lambda^2 \frac{\Gamma_n \Gamma_f}{(E_n - E_0)^2 + (\Gamma/2)^2}$$

В области энергий, когда энергия нейтрона близка к тепловой, Γ_γ меняется слабо, так как определяется величиной энергии возбуждения промежуточного ядра $W_c = \varepsilon_n(C) + \tilde{E}_n$, а $\varepsilon_n(C) \gg \tilde{E}_n$, можно считать, что $\Gamma_\gamma = \text{const}$. Для неделящегося вещества. Тогда $\Gamma = \Gamma_n + \Gamma_g$. Из теории преодоления нейтроном ядерного барьера следует, что $\Gamma_n \sim v_n$ и в тепловой области энергий $\Gamma_n \ll \Gamma_g$. Таким образом, в тепловой области $\Gamma \approx \Gamma_g$. Если $T_n \ll T_0$, то резонансный член становится постоянным числом. Тогда

$$\frac{\sigma}{\sigma_0} = \frac{1}{4} \left(\frac{\lambda}{\lambda_0} \right)^2 \frac{\Gamma_n}{\Gamma_{n0}} = \sqrt{\frac{E_0}{E_n}} \quad \text{или} \quad \sigma = \sigma_0 \sqrt{\frac{E_0}{E_n}} \approx \frac{1}{v_n}$$

Следует отметить, что закон $1/v_n$, первоначально найденный экспериментально для энергетической зависимости сечения реакции (n, γ) в области $E_n \ll E_0$, наблюдается и для ряда других реакций, таких как (n, α), (n,f). В результате очень многие вещества захватывают тепловые нейтроны с очень большим сечением, которые могут существенно превосходить сечение резонансного рассеяния.

С ростом кинетической энергии нейтронов сечение реакции (n, γ) монотонно падает, но при приближении к первому резонансному значению E_0 начинает возрастать и при $E_n = E_0$ становится равным

$$\sigma_0 = 4\pi g \lambda_0^2 \frac{(\Gamma_n)_0}{\Gamma}$$

Отсюда следует, что резонансы, расположенные в области тепловых энергий (большие λ_0), например, у кадмия, могут иметь очень большие сечения захвата нейтронов.

Процесс упругого резонансного рассеяния маловероятен для тепловых нейтронов по сравнению с радиационным захватом, но с ростом энергии нейтронов его роль повышается, так как $\Gamma_n \propto \sqrt{E_n}$ ($\Gamma_n \propto v_n$)

Вместе с тем медленные нейтроны испытывают и потенциальное рассеяние без захода нейтрона в ядро.

С ростом энергии нейтронов уровни энергии составного ядра начинают перекрываться (у тяжелых ядер начиная с ~ 10 кэВ и выше). В результате составное ядро образуется с одинаковой вероятностью при любой энергии нейтронов, резонансная картина пропадает, и сечение монотонно убывает с ростом энергии нейтронов. В этой энергетической области становится возможным процесс неупругого рассеяния нейтронов.

На параметры резонансов в тепловой области влияет температура окружающей среды. В формуле Брейта-Вигнера энергия нейтрона есть энергия относительного движения нейтрона и ядра. Ядра-мишени всегда участвуют в тепловом хаотическом движении и поэтому при одной и той же энергии нейтрона энергия относительного движения

несколько больше при встречном движении и несколько меньше при одном направлении движения нейтрона и ядра. В результате не все, а только часть нейтронов с энергией E_0 взаимодействуют с ядрами, уменьшая сечение σ_0 . Другая же часть нейтронов имеет большую или меньшую относительную энергию и, взаимодействуя с ядрами, увеличивает сечение на крыльях резонанса. В итоге резонансный пик, сохраняя свою площадь, становится ниже и шире, что приходится учитывать при расчете ядерных реакторов. По аналогии с оптикой изменение формы резонансного пика вследствие теплового движения ядер называется *эффектом Доплера*. Особенно заметно влияние эффекта Доплера на форму резонансных пиков для значений Γ , имеющих близкие величины с тепловой энергией ядер среды.

3.2 Скорость ядерной реакции

Сечение σ ядерной реакции можно сравнить с константой скорости k_x химической реакции. Для химической реакции $A+B \rightarrow D$ имеем

$$\frac{dC_D}{dt} = k_x C_A C_B. \quad (45)$$

Аналогично для ядерной реакции $A(x,y)B$ имеем

$$\frac{dN_B}{dt} = \sigma \Phi_x N_A, \quad (46)$$

где N_A и N_B – число атомов A и B в единице объема; Φ_x – плотность потока частиц (част./см²*с); σ – сечение реакции превращения нуклида A в нуклид B .

При прохождении тонкого слоя атомов толщиной Δx плотность потока частиц x уменьшается по закону:

$$\Phi_x = \Phi_{x0} * \exp(-\sigma N_A \Delta x) \quad (47)$$

Если в мишени кроме реакции $A(x,y)B$ происходят и другие реакции, то полное сечение реакции σ_n равно сумме сечений отдельных реакций:

$$\sigma_n = \sum_{i=1}^n \sigma_i. \quad (48)$$

Пример. Рассмотрим падение узкого пучка высокоэнергетических частиц (диаметр пучка много меньше диаметра мишени) на пластину. Пусть ϕ – число частиц (например, протонов) в сек, а плотность мишени выражена в атом/см². Для пучка протонов с током в 1 μA (1 микроампер частиц = $6,24 \times 10^{12}$ ион/с) имеем

$$\phi = (1 \mu A)(10^{-6} C / c / \mu A) \left(\frac{1}{1,602 \times 10^{-19} C / \text{протон}} \right) = 6,24 \times 10^{12} \text{ протон / сек}$$

Если заряд частицы выше единицы, то поток надо поделить на этот заряд. Например, для 4 μA для Ar^{+17} :

$$\phi = (4 \times 10^{-6} C / c) \left(\frac{1}{17 \times 1,602 \times 10^{-19} C / Ar} \right) = 1,47 \times 10^{12} \text{ Ar / c}$$

Рассчитаем число ядер, N , полученных при облучении. Если продукт облучения стабилен, тогда число произведённых ядер равно (скорость производства)х(продолжительность облучения, t). Для толстой пластины толщиной Δx :

$$N = \phi [1 - \exp(-n \sigma \Delta x)] t \quad (49)$$

Для тонкой пластины

$$N = \phi n \sigma \Delta x t \quad (50)$$

Если в результате ядерной реакции $C(x,y)D$ образуется радиоактивный нуклид, то необходимо учитывать его распад за время облучения:

$$\frac{dN_D}{dt} = \sigma \Phi N_C - \lambda N_D. \quad (51)$$

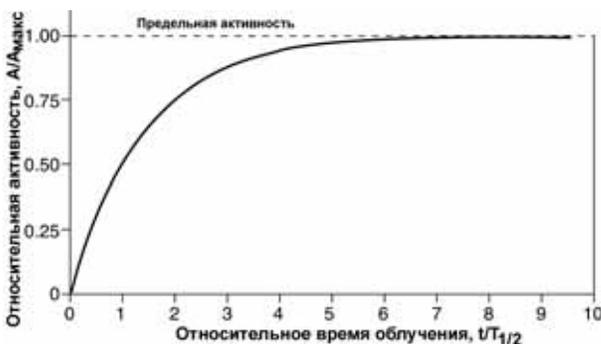


Рис. 13. Изменение активности мишени в ходе облучения.

Интегрируя по t (t – время облучения), принимая $N_D = 0$ при $t = 0$, получим количество ядер, образовавшихся в результате нейтронного облучения:

$$N_D(t) = \frac{\sigma\Phi N_c}{\lambda} (1 - e^{-\lambda t}), \quad (52)$$

где Φ –нейтронный поток, т.е. число нейтронов, проходящих за 1 сек через 1 см мишени; N_c - число атомов активируемого изотопа в мишени, λ - постоянная распада образующегося изотопа, t - время облучения, σ - сечение активации.

Активность вещества, облученного в течение времени t , спустя время t^* после окончания облучения выражается формулой

$$A(t, t^*) = \sigma\Phi N_c (1 - e^{-\lambda t}) e^{-\lambda t^*}. \quad (53)$$

Для тонкой мишени, облучаемой узким пучком:

$$N = \frac{n\sigma\Delta x\phi}{\lambda} (1 - e^{-\lambda t}) \quad (54)$$

Таким образом, при малых временах активность линейно возрастает во времени, а затем стремится к стационарному состоянию (**Рис. 13**). Облучать при временах больших 2-3 периодам полураспада обычно не имеет смысла.

Пример. Рассчитать активность ^{254}No ($T_{1/2}=55$ с), произведённого 1 мин облучением ^{208}Pb ионами ^{48}Ca . Толщина мишени $0,5$ мг/см², пучок кальция $0,5$ μA и сечение реакции $^{208}\text{Pb}(\text{Ca}, 2n)$ равно 3 микробарн. Решение. $A = N\sigma\phi(1 - e^{-\lambda t})$; $N = (0,5 \times 10^{-3} \text{ г/см}^2) \times (6,02 \times 10^{23} \text{ атом/г} - \text{ атом}) / 208 \text{ г} - \text{ атом} = 1,44 \times 10^{18} \text{ атом/см}^2$; $\sigma = 3 \times 10^{-30} \text{ см}^2$; $\phi = (0,5 \times 10^{-6} \text{ C/c}) / 1,602 \times 10^{-19} \text{ C/ион} = 3,12 \times 10^{12} \text{ ион/c}$; $t = 60 \text{ с}$; $\lambda = (\ln 2) / 55 \text{ с} = 1,26 \times 10^{-2} \text{ с}^{-1}$; $A = 7,2 \text{ распад/сек}$.

3.3 Выход реакции

Вероятность ядерной реакции характеризуют выходом ядерной реакции, т.е. отношением числа ядерных превращений в мишени к числу упавших на эту мишень бомбардирующих ядер. Функция, описывающая зависимость сечения или выхода ядерной реакции от энергии бомбардирующих ядер, носит название функции возбуждения ядерной реакции.

Выход ядерной реакции Y равен доле частиц, вступающих в реакцию с ядрами мишени. Для тонкой мишени:

$$Y_i = \sigma_i N_j \quad (55)$$

Так как выход реакции пропорционален эффективному сечению, эта величина также имеет резонансный характер.

Самый большой выход в ядерных реакциях характерен для случая бомбардировки нейтронами, т.к. при этом отсутствует электростатическое взаимодействие снарядов с ядром. В общем случае выход в ядерных реакциях не велик и составляет $10^{-3} - 10^{-4}$.

4. МЕХАНИЗМЫ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

По механизму взаимодействия ядерные реакции делятся на два основных вида:

- реакции с образованием составного ядра, это двухстадийный процесс, протекающий при не очень большой кинетической энергии сталкивающихся частиц (примерно до 10 МэВ).
- прямые ядерные реакции, проходящие за *ядерное время*, необходимое для того, чтобы частица пересекла ядро. Главным образом такой механизм проявляется при очень больших энергиях бомбардирующих частиц.

4.1 Модель составного ядра

Первая попытка описать механизм ядерной реакции была предпринята в 1935 Р. Оппенгеймером и М.Филлипс для частного случая реакции срыва (d,p) при небольших энергиях. Примерно в это же время была предложена потенциальная модель (Г.Бете), в которой ядро описывается действительным потенциалом. Модель предсказывала очень малое сечение захвата нейтронов, большие ширины резонансов и большие расстояния между ними. Однако исследования реакции захвата медленных нейтронов обнаружили совсем иную картину. Оказалось, что в ядрах с $A \sim 100$ плотность состояний в 10^6 раз больше, чем с случае одночастичного движения (потенциальных резонансов). Ширины резонансов в сечениях также на много порядков меньше одночастичных ширин, а соответствующие времена жизни $\sim 10^{-14} - 10^{-15}$ с гораздо больше времени пролета частицы через ядро, т.е. частица надолго (по ядерным масштабам) застревает в ядре.

Формируется долгоживущая система - составное ядро. Концепция составного ядра в 1936 сформулирована Н.Бором для объяснения резонансной структуры сечений захвата нейтронов и протонов низких энергий атомными ядрами. Возникновение узких резонансов можно понять, если предположить, что из-за сильного взаимодействия между нуклонами кинетическая энергия налетающей частицы быстро перераспределяется между всё большим количеством нуклонов. В результате образуется равновесная система, так называемое составное ядро. Первое количественное описание реакции, идущей через компаунд-ядро, получено Брейтом и Вигнером в рамках капельной модели ядра в 1936. Феноменологическая модель испарения предложена В.Вайскопфом в 1937. В 30-50-х годах на основе «первых принципов» развивалась формальная теория ядерных реакций.

По этой теории ядерная реакция идёт в два этапа. В начале исходные частицы образуют промежуточное (составное) ядро за *ядерное время*, т. е. время, необходимое для того, чтобы частица пересекла ядро, равное $10^{-23} - 10^{-21}$ с. При этом составное ядро образуется в возбуждённом состоянии, т. к. оно обладает избыточной энергией, приносимой частицей в ядро в виде энергии связи нуклона в составном ядре и части его кинетической энергии, которая равна сумме кинетической энергии ядра-мишени с массовым числом A и частицы в системе центра инерции.

Размеры ядра атома малы, и чтобы бомбардирующая частица прошла это расстояние, ей нужно немного времени t (t около 10^{-22} с), которое называют характерным ядерным временем. В действительности, частица взаимодействует с ядром в течение времени t_1 , которое во много раз превышает характерное ядерное время t , а время жизни составного возбужденного ядра составляет $10^{-16} - 10^{-13}$ с. За этот промежуток времени энергия, которую внесла в ядро частица, перераспределяется между нуклонами составного ядра, обладающего, в целом, избыточной энергией и находящегося в возбужденном состоянии. Затем ядро переходит в стабильное состояние, теряя избыток энергии в виде электромагнитного γ - кванта или выбрасывая часть ядерных частиц, обладающих некоторой энергией - энергией радиоактивного распада.

Рис. 14. Стадии ядерной реакции с участием составного ядра (СЯ).

Составное ядро (компаунд-ядро) - ядерная система, образующаяся в ходе ядерных реакций в результате слияния налетающей частицы с ядром-мишенью. Составное ядро неустойчиво и через некоторое время распадается на конечные продукты реакции. Энергия, внесённая частицей, распределяется

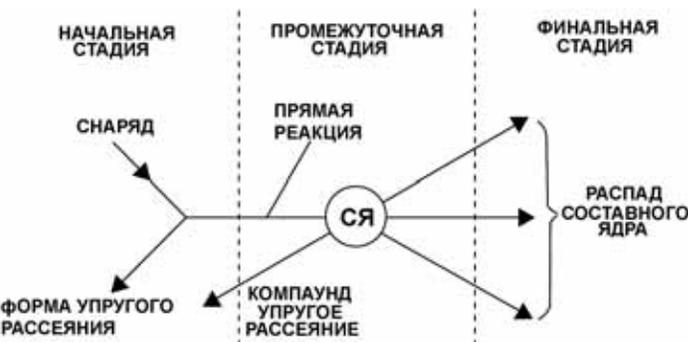
между всеми степенями свободы составного ядра подобно тому, как это происходит при нагреве тел. Вследствие статистической флуктуации одна или нескольких ядерных частиц могут приобрести энергию, превышающую её среднее значение и позволяющую им покинуть «нагретое» ядро. Этот процесс, аналогичный испарению жидкости, приводит к распаду составного ядра. Среднее время жизни составного ядра ($10^{-22} - 10^{-21}$ с) во много раз больше времени пролёта быстрой частицы через область пространства, занимаемую ядром. Существование составного ядра проявляется в резонансной энергетической зависимости вероятности реакции - при определённых энергиях налетающей частицы наблюдаются резкие максимумы сечений реакции, соответствующие состояниям составного ядра.

Важнейшей особенностью составного ядра является независимость процесса его распада от способа образования. Составное ядро живет настолько долго, что практически полностью «забывает», каким способом оно образовалось. Поэтому сечение реакции $A(a,b)B$ через составное ядро σ_{ab} можно записать в виде

$$\sigma_{ab} = \sigma_{ac} W_b \quad (56)$$

где σ_{ac} - сечение образования составного ядра частицей a , W_b - вероятность распада составного ядра (с вылетом частицы b). Очевидно, $\sum_b W_b = 1$, т.к. суммирование проводится по всем возможным конечным

частицам. Если уровни составного ядра расположены так близко, что расстояния между ними меньше их ширины, то они перекрываются. В этом случае сечение реакции будет иметь монотонную нерезонансную зависимость от энергии налетающей частицы. Такие реакции называются *нерезонансными*. Для описания нерезонансных реакций используются статистические методы. Если ядерное состояние распадается с вылетом различных частиц, то полная ширина Γ является суммой *парциальных ширин*, соответствующих каждой из этих возможностей.



$$\Gamma = \Gamma_a + \Gamma_b + \Gamma_b + \dots = \Gamma_a + \sum_b \Gamma_b = \sum_i^{вс\epsilon} \Gamma_i. \quad (57)$$

Учитывая то, что $W_b = \Gamma_b/\Gamma$, (57) можно записать в виде

$$\sigma_{ab} = \sigma_{ab} \frac{\Gamma_b}{\Gamma}. \quad (58)$$

При вычислении сечений предполагали, что любая частица, попав в ядро, должна поглотиться (модель «черного» ядра), т.е. одночастичное движение должно полностью затухнуть. Однако начали появляться экспериментальные данные, которые свидетельствовали, что одночастичное движение не затухает полностью.

Вероятность образования составного ядра нейтроном определяется произведением вероятностей трёх последовательных процессов: 1) вероятности попадания нейтрона в область действия ядерных сил. Эффективное сечение этого процесса σ_0 ; 2) вероятности P проникновения нейтрона внутрь ядра; 3) вероятности ξ захвата ядром нейтрона.

В классическом пределе сечение взаимодействия точечной частицы с мишенью радиуса R описывается величиной

$$\sigma = \pi R^2. \quad (59)$$

При переходе к квантовому описанию процесса взаимодействия нейтрона с ядром необходимо учесть, что налетающий нейтрон имеет длину волны λ , которая зависит от энергии нейтрона E

$$\lambda_n(\Phi M) = \frac{4,5}{\sqrt{E(M\text{эВ})}}. \quad (60)$$

Поэтому вместо классического сечения в квантовом случае сечение взаимодействия нейтрона с ядром радиуса R описывается соотношением

$$\sigma_0 = \sigma_{geom} = \pi(R + \lambda_n)^2 \quad (61)$$

В модели составного ядра считается, что частица, попав в ядро, с вероятностью ξ остаётся в нём. Сечение образования составного ядра нейтроном определяется соотношением

$$\sigma_{nC} = \sigma_0 P \xi \approx \pi(R + \lambda_n)^2 \frac{4kk_0}{(k + k_0)^2} \xi \quad (62)$$

где $k = \frac{\sqrt{2mE}}{\hbar}$, $k_0 = \frac{\sqrt{2m(E + V_0)}}{\hbar}$, V_0 – потенциал в центре ядра.

Сечение образования составного ядра нейтроном в области низких энергиях обратно пропорционально его скорости v_n .

При взаимодействии налетающей частицы с ядром-мишенью может образоваться составное ядро, обладающее рядом квазистационарных уровней энергии. Ширина уровня Γ связана со временем жизни t квазистационарного состояния соотношением: $\Gamma = \hbar/t$. Если энергия (в системе центра инерции) близка к энергии одного из уровней составного ядра, то вероятность образования составного ядра становится большой и сечения резко возрастают, образуя резонансные максимумы. При этом в случае изолированного резонанса (когда Γ во много раз меньше расстояния по энергии до других резонансов с теми же квантовыми числами) σ определяется формулой Брейта-Вигнера.

При небольших энергиях возбуждения ядра спектр возбужденных состояний имеет дискретный характер. Так как возбужденные состояния имеют конечное время жизни τ , в соответствии с принципом неопределенности, они точно не определены по энергии $\Delta E = \Gamma \simeq \hbar/\tau$. Уровни, обладающие конечной шириной, названы квазистационарными. При энергии налетающей частицы $E = E_r - B$, где E_r – энергия квазистационарного состояния, а B – энергия связи налетающей частицы в составном ядре сечение достигает максимума. Процесс образования составного ядра, протекающий через возбуждение составного уровня, имеет резонансный характер.

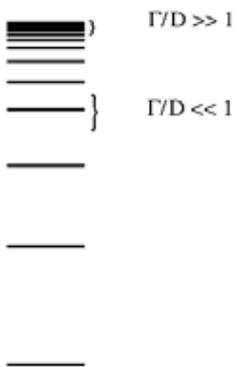


Рис. 15. Схема уровней составного ядра.

Рис. 15 демонстрирует схему уровней составного ядра. Видно увеличение числа уровней при увеличении энергии возбуждения составного ядра. Число уровней на 1 МэВ энергии возбуждения увеличивается пропорционально $E^{1/2}$. Особенности составного ядра определяются отношением ширины уровня составного ядра, Γ , к среднему интервалу между ядерными уровнями, D , в этом ядре. (Как следует из соотношения неопределённости Гайзенберга $\Gamma \cdot \tau \geq \hbar$, где τ - среднее время жизни уровня составного ядра.) Особенности являются: (а) $\Gamma/D \ll 1$ - случай изолированных, нигде не перекрывающихся уровней составного ядра (энергия возбуждения низка) и (б) $\Gamma/D \gg 1$ - случай многочисленных перекрываний уровней в составном ядре (энергия возбуждения велика) (**Рис. 15**).

Сначала рассмотрим случай $\Gamma/D \ll 1$. Здесь при некоторых значениях энергии возбуждения составного ядра, индивидуальные уровни составного ядра становятся возбужденными (здесь энергия возбуждения точно равна энергии данного уровня). Когда это случается, возникает резкое повышение (резонанс) сечения реакции.

Рассмотрим ядерную реакцию, идущую через составное ядро $a + A \rightarrow C \rightarrow b + B$. Как показали Брейт и Вигнер, для бесспиновых частиц и изолированного уровня, когда орбитальный момент налетающей частицы относительно ядра $l = 0$, сечение реакции имеет вид

$$\sigma_{ab} = \pi \lambda^2 \frac{\Gamma_a \Gamma_b}{(E^* - E_r)^2 + \Gamma^2 / 4} \quad (63)$$

где λ - длина волны, $E^* = E + B_a$ (здесь E - энергия налетающей частицы, B_a - энергия связи частицы a в ядре C), E_r - энергия уровня составного ядра, Γ - полная ширина уровня, Γ_a и Γ_b - парциальные ширины уровня, отвечающие испусканию частиц a и b из составного ядра.

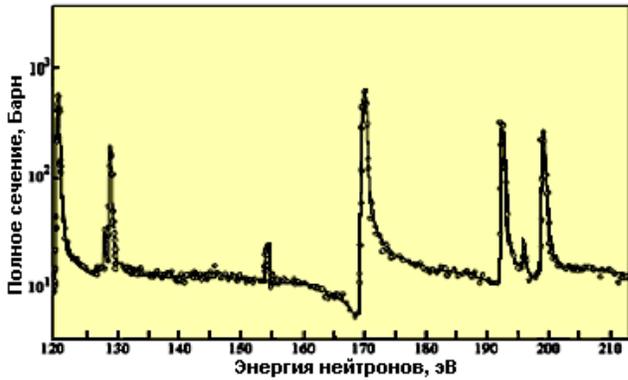


Рис. 16. Зависимость полного сечения реакции $n+^{232}\text{Th}$ от энергии нейтронов.

Γ/\hbar , Γ_a/\hbar и Γ_b/\hbar являются соответственно полной вероятностью распада в единицу времени составного ядра и распада с вылетом частиц a и b . Γ_a , Γ_b пропорциональны квадратам матричных элементов соответствующих переходов. $\Gamma = \Gamma_a + \Gamma_b + \dots = \sum_i \Gamma_i$, суммирование ведется по всем возможным каналам распада i .

Если спины налетающей частицы, ядра мишени и составного ядра равны соответственно s , I и J , то в формулу (63) нужно ввести множитель $(2J+1)/(2I+1)(2s+1)$, появляющейся в результате суммирования по возможным конечным спиновым состояниям ядра и усреднения по возможным начальным спиновым состояниям ядра и налетающей частицы (по прежнему считаем, что орбитальный момент l налетающей частицы относительно ядра равен нулю). Если налетающей частицей является нейтрон, то множитель имеет вид $(2J+1)/2(2I+1)$.

Брейта - Вигнера формула (её иногда называют также дисперсионной формулой, ввиду сходства с выражением, описывающим дисперсию света) позволяет определить вероятность ядерной реакции в зависимости от энергии бомбардирующей частицы, вызывающей данную реакцию.

Замечание. Формула Брейта-Вигнера для изолированного уровня – сечение образования составного ядра при захвате нейтронов с $l=0$. Нейтроны с энергией меньше 10 кэВ, а именно в этом энергетическом диапазоне расположены резонансы, взаимодействуют с ядрами только с орбитальным моментом $l = 0$:

$$\sigma_a = \pi \lambda_n^2 g \frac{\Gamma \Gamma_n}{(E_n - E_0)^2 + (\Gamma/2)^2}; \quad g = \frac{2J+1}{2(I+1)} \quad (64)$$

где λ и E_n - де-бройлевская длина волны и кинетическая энергия налетающего нейтрона; E_0 - кинетическая энергия нейтрона, соответствующая образованию рассматриваемого уровня составного ядра; g - статистический фактор; I - спин ядра мишени; J - спин рассматриваемого уровня составного ядра; Γ и Γ_n - полная и нейтронная ширина уровня. Нейтронная ширина уровня $\Gamma_n \sim v_n^2 \sim \lambda_n^2$, т.е. $\lambda_n \Gamma_n = \lambda_{n0} \Gamma_{n0}$, где λ_{n0} и Γ_{n0} - длина волны нейтрона и нейтронная ширина уровня при $E_n = E_0$. Уровень называется изолированным (уединенным), если $\max\{\Gamma_1, \Gamma_2\} \ll (E_0 - E_01)$. При уходе от энергии резонанса E_r на $\Delta E = \Gamma/2$ в любую сторону сечение уменьшается в два раза. Γ - ширина уровня на половине высоты.

Изолированные уровни составного ядра проявляются при захвате медленных нейтронов ядрами. Среднее расстояние между уровнями уменьшается с ростом массового числа A и энергии возбуждения ядра.

Так, при захвате медленных нейтронов легкими ядрами ($A < 30$) оно составляет несколько десятков кэВ, а для ядер с $A > 100$ уменьшается до $\sim 10 - 100$ эВ. Увеличение плотности уровней с ростом энергии возбуждения и массового числа A объясняется возрастанием числа различных способов распределения энергии между нуклонами. С увеличением энергии возбуждения растёт и ширина уровней. Всё это приводит к тому, что с увеличением энергии нейтронов уровни начинают перекрываться. Для тяжелых ядер это происходит уже для нейтронов с энергией примерно 1 кэВ. Для высоких энергий возбуждения (15-20 МэВ) плотность уровней столь велика, что сильно перекрываясь, они образуют непрерывный спектр. В этом случае процесс образования составного ядра имеет нерезонансный характер и может быть описан, например, в рамках модели испарения.

В области расположения резонансов существует два механизма упругого рассеяния нейтронов. Первый из них - резонансное рассеяние, т.е. рассеяние, при котором промежуточной стадией процесса является образование составного ядра в одном из своих квантовых состояний или вблизи него. Вторым - так называемое потенциальное рассеяние, которое происходит во всей энергетической области и обусловлено взаимодействием нейтронной волны с потенциалом на поверхности ядра. В этом случае нейтрон не попадает внутрь ядра мишени и составное ядро не образуется. Очевидно, длительность резонансного рассеяния во много раз превосходит длительность потенциального рассеяния. Аналогом потенциального рассеяния при больших энергиях нейтронов является упругое рассеяние на черной сфере. Сечение резонансного рассеяния нейтронов

$$\sigma_{nn} = \pi \hat{\lambda}^2 \frac{\Gamma_n^2}{(E^* - E_r)^2 + \Gamma^2 / 4} \quad (65)$$

Сечение рассеяния, с учетом вклада потенциального рассеяния

$$\sigma_{nn} = \pi \hat{\lambda}^2 \frac{\Gamma_n^2}{(E^* - E_r)^2 + \Gamma^2 / 4} + 4\pi R^2 + 4\pi R \hat{\lambda} \frac{\Gamma_n (E^* - E_r)}{(E^* - E_r)^2 + \Gamma^2 / 4} \quad (66)$$

Первый член в соотношении (66) описывает резонансное упругое рассеяние нейтронов с образованием составного ядра. Второй член в этом соотношении - сечение потенциального рассеяния. Третий - описывает интерференцию между резонансным и потенциальным рассеянием. При энергии меньшей резонансной должен наблюдаться провал (деструктивная интерференция). В области резонанса сечение резонансного рассеяния много больше сечения потенциального рассеяния. Полная ширина уровня Γ является суммой ширин резонансного рассеяния Γ_s и реакции $\Gamma_{\text{реак}}$. Последняя в свою очередь является суммой парциальных ширин, соответствующих возможным каналам реакции. Для медленных нейтронов единственной энергетически возможной реакцией обычно является испускание γ -квантов. Тогда $\Gamma_{\text{реак}} \approx \Gamma_{\text{рад}}$, где $\Gamma_{\text{рад}}$ - радиационная ширина. Поскольку $\Gamma_s = \Gamma_n$, то $\Gamma = \Gamma_{\text{рад}} + \Gamma_n$. Для достаточно малых энергий нейтронов радиационная ширина больше нейтронной ширины, т.е. захват нейтронов более вероятен, чем рассеяние.

Сечения образования составного ядра нейтронами при малых энергиях в области ниже первого резонанса $\sigma_{ac} = \pi \hat{\lambda}^2 P_0 = 4\pi / Kk = 2\pi \hbar^2 (E)^{1/2} (V_0)^{-1/2} \sim 1/v$, где $k = (2mE)^{1/2} / \hbar$ - волновое число частицы вне ядра, $K = (2m(E + V_0))^{1/2} / \hbar$ - волновое число частицы в ядре, m , E - масса и энергия частицы V_0 - глубина ядерного потенциала v - скорость нейтрона. Очевидно в области малых энергий ($k \ll K$) вдали от резонанса сечение образования составного ядра существенно меньше $\pi \hat{\lambda}^2$.

В области низких энергий расстояние между энергетическими уровнями ядра больше ширины Γ уровней, поэтому энергетический спектр ядра дискретен. В спектре наблюдаются выделенные значения энергии налетающих частиц, при которых они будут захватываться ядром с наибольшей вероятностью. В результате сечение реакции как функция энергии налетающей частицы будет иметь ряд максимумов, соответствующих захватам частицы на отдельные энергетические уровни. Эти максимумы проявляются наиболее отчетливо в реакциях под действием нейтронов. Проникновению в ядро медленных заряженных частиц препятствует кулоновский барьер.

Модели, использующие концепцию составного ядра претендовали на описание непрерывного спектра. Действительно, в спектрах вылетающих частиц при энергиях ускоряемых ионов, достижимых в обычных циклотронах, непосредственно за областью дискретных пиков начиналось характерное для процесса испарения непрерывное распределение. Однако по мере увеличения энергий ускоряемых ионов увеличивалась

область между пиками, связанными с возбуждением дискретных состояний конечных ядер и испарительным распределением, которую не могли адекватно описать существующие модели.

Процесс испускания частицы b подобен процессу испарения молекулы из кипящей жидкости, так как вероятность вылета молекулы из кипящей жидкости также определяется вероятностью концентрации на этой молекуле энергии, большей ее энергии связи в жидкости. Таким образом, форма энергетического спектра частиц b для реакций, идущих через составное ядро, будет описываться максвелловским распределением. Такие спектры частиц получили название испарительных спектров.

Составное ядро является долгоживущим по следующим причинам:

1) Из-за короткодействия ядерных сил движение нуклонов в ядре может быть сильно запутанным. Вследствие этого энергия влетевшей в ядро частицы быстро перераспределяется между всеми частицами ядра. В результате часто оказывается, что ни одна частица уже не обладает энергией, достаточной для вылета из ядра. В этом случае ядро живет до флуктуации, при которой одна из частиц приобретает достаточную для вылета энергию.

2) Кулоновское отталкивание между протонами из-за малой проницаемости кулоновского барьера на несколько порядков уменьшает вероятность вылета протонов из средних и тяжелых ядер.

3) Вылет частиц из составного ядра может затрудняться различными правилами отбора.

4) В реакциях с испусканием γ -квантов, на средних и тяжелых ядрах в ядре происходит сильная перестройка структуры при испускании γ -кванта. Время перестройки значительно превышает характерное ядерное время 10^{-22} с.

Концепция составного ядра применима главным образом для средних и тяжелых ядер и для энергий возбуждения вплоть до нескольких десятков МэВ. При больших энергиях длина свободного пробега нуклона в ядре становится больше радиуса ядра и вероятность захвата нуклона ядром уже не равна единице.

4.2 Оптическая модель

Одним из ярких свидетельств того, что ядро не совсем "чёрное", явилось поведение усредненных по энергии полных нейтронных сечений (сечение реакций + сечение рассеяния). В них наблюдались осцилляции, в то время как модель "черного ядра" предсказывала плавное падение сечения с ростом энергии $\sim 2\pi(R+\lambda)^2$. Осцилляции свидетельствуют о том, что существует достаточно интенсивная прошедшая волна, которая интерферирует с падающей волной.

По аналогии с прохождением света через частично прозрачную среду, в которой падающая волна испытывает как поглощение, так и рассеяние, плоская волна падающих частиц испытывает все те взаимодействия, которые испытывает плоская электромагнитная волна, проходящая через полупрозрачную среду. Такие взаимодействия рассматриваются в оптике. Частица, проходящая через ядро, испытывает "преломление", "отражение" и "поглощение". Прошедшая часть волны приобретает фазовый сдвиг δ , определяемый расстоянием r , которое волна прошла в ядре ($r < 2R$), и показателем преломления ядра $n = k/K$ (k, K - волновые числа плоской волны вне и внутри ядра) интерферирует с падающей волной. В зависимости от величины δ интерференция приводит либо к увеличению величины сечения взаимодействия нейтронов с ядром, либо к уменьшению по сравнению с величиной сечения, предсказываемой в модели чёрного шара.

Для описания усредненного поведения сечений Фешбах, Портер и Вайскопф в 1954 предложили оптическую модель, которая получила свое название из-за аналогии рассеяния частиц на ядре с прохождением света через полупрозрачную сферу. В оптической модели предполагается, что ядро может быть описано комплексной потенциальной ямой

$$U(r) = V(r) + iW(r), \quad (67)$$

где мнимая часть $W(r)$ описывает поглощение частиц падающего пучка.

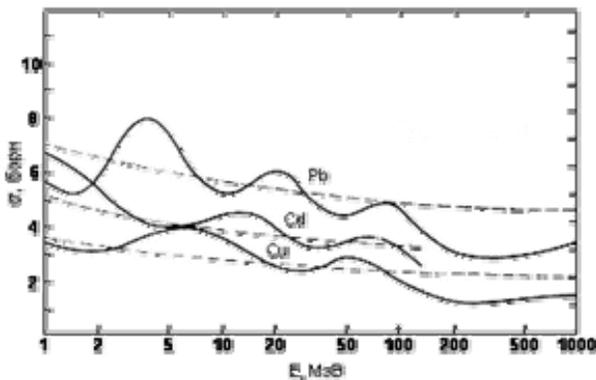


Рис. 17. Зависимость полного сечения взаимодействия нейтронов с различными ядрами от энергии нейтронов. Сплошные линии - эксперимент, штриховые линии - предсказания модели ядра, как "чёрного тела".

Успехи оптической модели в описании упругого рассеяния привели к пониманию механизма протекания прямых ядерных реакций, в принципе отличающегося от механизма протекания ядерных реакций через составное ядро. Первая модель для описания прямых механизмов в реакциях (d,p) была предложена в 1950 году Батлером. В середине 50-х годов для описания прямых механизмов был развит метод искаженных волн (МИВ) - обобщение оптической модели на неупругие каналы. В МИВ используется то, что в прямых реакциях налетающая частица передает свою энергию и импульс небольшому числу степеней свободы ядра.

4.3 Модель прямых механизмов

Успехи оптической модели в описании упругого рассеяния привели к пониманию механизма протекания прямых ядерных реакций, в принципе отличающегося от механизма протекания ядерных реакций через составное ядро. Малая величина мнимой части оптического потенциала, полученного из эксперимента (несколько МэВ) указывает на довольно большую длину свободного пробега нуклона в ядре. Существует заметная вероятность того, что налетающий нуклон испытает одно взаимодействие с нуклоном ядра-мишени, после чего один из этих нуклонов покинет ядро.

Таким образом, наряду с механизмом ядерной реакции, идущей через составное ядро, когда в процесс взаимодействия вовлекается все ядро, возможен и другой механизм, когда налетающая частица взаимодействует лишь с небольшим числом нуклонов ядра. Это так называемые прямые ядерные реакции. Время их протекания существенно меньше времени протекания реакций, идущих через составное ядро и сравнимо с характерным ядерным временем (временем пролета нуклона через ядро). Для нуклонов с энергиями ~ 10 МэВ это время порядка 10^{-22} с.

Механизм прямого взаимодействия проявляется при очень больших энергиях бомбардирующих частиц, когда нуклоны ядра можно рассматривать как свободные. От механизма составного ядра прямые реакции отличаются распределением векторов импульсов частиц-продуктов относительно импульса бомбардирующих частиц. В отличие от сферической симметрии механизма составного ядра для прямого взаимодействия характерно преимущественное направление полёта продуктов реакции вперёд относительно направления движения налетающих частиц. Распределения по энергиям частиц-продуктов в этих случаях также различны. Для прямого взаимодействия характерен избыток частиц с высокой энергией. При столкновениях с другими ядрами возможны процессы передачи нуклонов от ядра к ядру или обмен нуклонами. Такие реакции происходят без образования составного ядра и им присущи все особенности прямого взаимодействия.

Прямые ядерные реакции вносят особенно большой вклад в сечение ядерных процессов при больших энергиях, однако заметную роль могут играть и при низких энергиях. Прямые процессы существенны в реакциях неупругого рассеяния (n,n') , (p,p') , перезарядки (n,p) при бомбардировке ядер нуклонами с энергией большей нескольких мегаэлектронвольт. Другим важным классом прямых процессов являются реакции срыва (d,p) , (d,n) , $(^3\text{He},p)$, и реакции подхвата (p,d) , (n,d) .

В прямых реакциях можно ожидать заметную асимметрию в угловых распределениях, например, вылета частиц преимущественно в переднюю полусферу, т. к. импульс вперед налетающей частицы больше среднего импульса назад, приходящегося на участвующие во взаимодействии частицы ядра-мишени. То обстоятельство, что частицы взаимодействуют не свободно, а в поле тяжелого кора ядра, которому передают часть своего импульса, может усложнить эту картину и привести к появлению максимумов под задними углами. Наличие асимметрии вперед-назад в угловых распределениях является четким свидетельством о том, что реакция идет через прямой механизм. Прямые процессы преобладают в тех случаях, когда ядру передается относительно небольшая энергия налетающей частицы. Прямые процессы при не слишком высокой энергии идут преимущественно на поверхности ядра. Поверхностный характер прямых реакций ведет к появлению дифракционной картины в угловых распределениях вылетающих частиц.

Прямые реакции протекают за времена, сравнимые с характерным ядерным временем $\tau_j \approx 10^{-22}$. В прямой реакции налетающая частица непосредственно передает энергию какой-либо простой степени свободы ядра - одноступенчатой, двухнуклонной, -частичной, коллективной и т. д. Налетающая частица может совершить одно столкновение с нуклоном ядра и иметь после этого достаточную энергию, для того чтобы покинуть ядро. Это отвечает прямой реакции неупругого рассеяния. Налетающая частица может в одном акте соударения передать достаточно энергии для вылета из ядра нуклона, с которым она столкнулась или фрагменту ядра из малого числа нуклонов. В этом случае вылетающие ядра-осколки называются фрагментами,

а сам процесс - фрагментацией. Налетающая частица может в результате кулоновского взаимодействия заставить ядро вращаться. Это пример прямой реакции возбуждения вращательной степени свободы ядра. Прямые процессы идут на всех ядрах при любых налетающих частицах. Прямыми, как правило, являются также процессы столкновений, при которых из ядер вылетают элементарные частицы - пионы, каоны, гипероны и др.

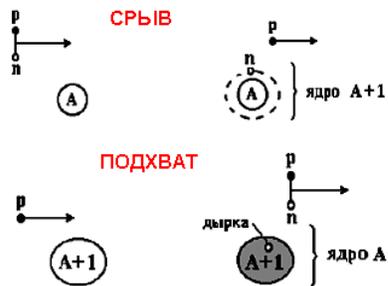


Рис. 18. Реакции срыва и подхвата.

Примером прямых реакций являются реакции срыва и подхвата (d, p) , (d, n) , (p, d) , $({}^3\text{He}, \alpha)$, (d, t) и т. д. Эти реакции называют реакциями однонуклонной передачи, т. к. в них налетающая частица и ядро-мишень обмениваются одним нуклоном. Реакции срыва (d, p) и обратной ей реакции подхвата (p, d) идут на поверхности ядра. В реакции срыва один из нуклонов дейтрона (в данном случае

это нейтрон) захватывается ядром, а другой (протон) движется в направлении своего первоначального импульса, практически не взаимодействуя с ядром. В реакции подхвата протон взаимодействуя с ядром $(A+1)$ подхватывает из ядра нейтрон. В результате образуется дейтрон и ядро A .

Реакцию срыва удобно использовать для изучения тех состояний конечного ядра $(A+1)$, которые связаны с возбуждением одночастичных состояний. Рассмотрим реакцию (d, p) . (Аналогичные рассуждения будут справедливы и для других реакций срыва одного нуклона (d, n) , $({}^3\text{He}, d)$ и т.п.). При срыве захваченный ядром нейтрон занимает один из свободных энергетических уровней, причем с большой вероятностью остальная часть ядра не возбуждается. Другой нуклон (протон) распавшегося дейтрона несет информацию об этом уровне - его энергии, чётности, моменте количества движения. Так, зная кинетическую энергию дейтрона E_d до соударения и измеряя кинетическую энергию E_p протона после реакции, можно определить энергию E_{A+1}^* одночастичного нейтронного состояния конечного ядра.

Реакция подхвата обратна реакции срыва и протекает аналогично ей. Реакция подхвата также удобна для изучения состояний, занимаемых отдельными нуклонами в ядре. В реакции подхвата (p, d) подхваченный налетающим протоном нуклон оставляет вакансию (дырку) на том уровне, который он занимал, а образующийся дейтрон несет информацию об уровне ядра, с которого захвачен нейтрон. Остальные нуклоны ядра с большой вероятностью остаются в прежних состояниях. Такие возбуждения ядра носят названия дырочных.

Информация об одночастичных ядерных состояниях в реакциях однонуклонной передачи содержится в угловых распределениях вылетающих частиц. Свойственное прямым реакциям однократное взаимодействие начальных и конечных частиц с ядром-мишенью и конечным ядром приводит к сильной зависимости угловых распределений продуктов реакции от квантовых чисел уровня, на который «срывается», либо с которого «подхватывается» нуклон. По угловому распределению продуктов реакции можно определить эти квантовые числа. Взаимодействие содержит информацию о степени заполнения уровня другими нуклонами. Например, нейтрон в реакции ${}^8_{16}\text{O}(d, p){}^8_{17}\text{O}$ не может сесть на уровень ${}^1p_{1/2}$, поскольку все 4 состояния уже заняты другими нейтронами. В общем случае сечение реакции срыва прямо пропорционально числу дырок, а сечение реакции подхвата - числу нуклонов в оболочке nlj .

К прямым ядерным реакциям относятся реакции квазиупругого выбивания $(p, 2p)$, (p, pn) , $(e, e'p)$, $(e, e'n)$ при больших энергиях налетающих частиц (десятки-сотни МэВ). В таких реакциях одному из нуклонов ядра сообщается большая кинетическая энергия, и он покидает ядро, практически не обмениваясь ею с другими нуклонами. Регистрируя конечные продукты реакции, например 2 протона или электрон и протон, можно получить информацию о том энергетическом уровне, который занимал вылетевший из ядра нуклон. В реакциях квазиупругого выбивания нуклон может быть выбит не только из внешних, но и из внутренних оболочек ядра.

Профессор
И.Н.Бекман

ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

Лекция 17. ДЕЛЕНИЕ ЯДЕР

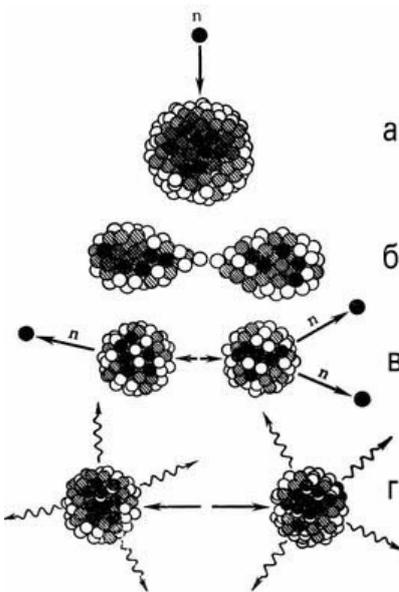
Ранее мы упоминали, что некоторые изотопы тяжёлых элементов способны к распаду по механизму самопроизвольного деления. Мы также продемонстрировали, что под действием нейтронов возможно протекание ядерной реакции вынужденного деления. Следует, однако, понимать, что для деления нейтроны вовсе не обязательны: многие другие частицы способны вызвать деление, причём не на две части, а на много осколков.

В этой лекции мы сначала рассмотрим явление деления ядер как таковое. Лишь в последней части вновь вернёмся к делению нейтронами (тепловыми или быстрыми), причём на конкретном примере вынужденного деления изотопов урана и плутония.

1. ВЫНУЖДЕННОЕ ДЕЛЕНИЕ ЯДЕР

В 1939 открыт первый тип деления атомных ядер - вынужденное деление, а затем и другие: в 1940 - спонтанный, в 1961 - изомерный, в 1971 - запаздывающий.

Рис. 1. Деление ядра ^{235}U , содержащего 92 протона и 143 нейтрона. Нейтрон, захватываясь ядром ^{235}U , превращает его в ^{236}U ; возникающая при этом деформация приводит к разрыву ядра.



1.1 Особенности процесса деления

Делением называется реакция расщепления атомного ядра (обычно тяжелого) на две (иногда на три) примерно равные по массе части (осколки деления) (Рис.1). Тяжёлые ядра ($Z \geq 90$) делятся как после слабого предварительного возбуждения атомного ядра, например, в результате облучения его нейтронами с энергией $E_n \approx 1$ МэВ, а для некоторых ядер даже тепловыми нейтронами (вынужденное деление), так и без предварительного возбуждения, т. е. самопроизвольно (спонтанное деление). Ядра с $Z < 90$ делятся только вынужденным способом (точнее говоря, они имеют слишком

большой период полураспада спонтанного деления), причём энергия возбуждения, необходимая для деления, растёт с уменьшением параметра деления Z^2/A . Вынужденное деление происходит практически мгновенно ($\tau \approx 10^{-14}$ сек).

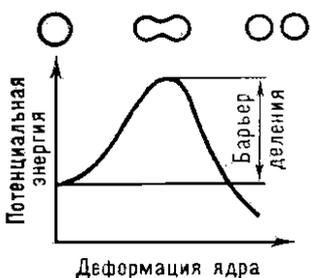


Рис. 2. Барьер деления и последовательность фигур, проходимых делящимся атомным ядром.

Начальная стадия деления - медленное изменение формы ядра, при котором появляется шейка, соединяющая 2 ещё не полностью сформированных осколка (Рис. 2). Время прохождения этой стадии (10^{-14} - 10^{-18} сек) зависит от того, насколько сильно возбуждено делящееся ядро. Постепенно шейка утончается, и в некоторый момент происходит её разрыв). Образующиеся осколки с большой энергией разлетаются в противоположные стороны. Деформация ядра при делении сопровождается изменением его потенциальной энергии. Для того чтобы ядро достигло формы, предшествующей его разрыву, необходима затрата определённой энергии для преодоления потенциального барьера, называется барьером деления. Эту энергию обычно ядро получает извне, в результате той или иной ядерной реакции (например, при захвате нейтрона). Деление наблюдается для всех ядер тяжелее Ag, однако вероятность его больше для тяжёлых элементов. В случае ^{235}U деление происходит при захвате даже тепловых нейтронов.

Вынужденное деление ядер может быть вызвано любыми частицами: фотонами, нейтронами, протонами, дейтронами, α -частицами и т.д., если энергия, которую они вносят в ядро, достаточна для преодоления барьера деления.

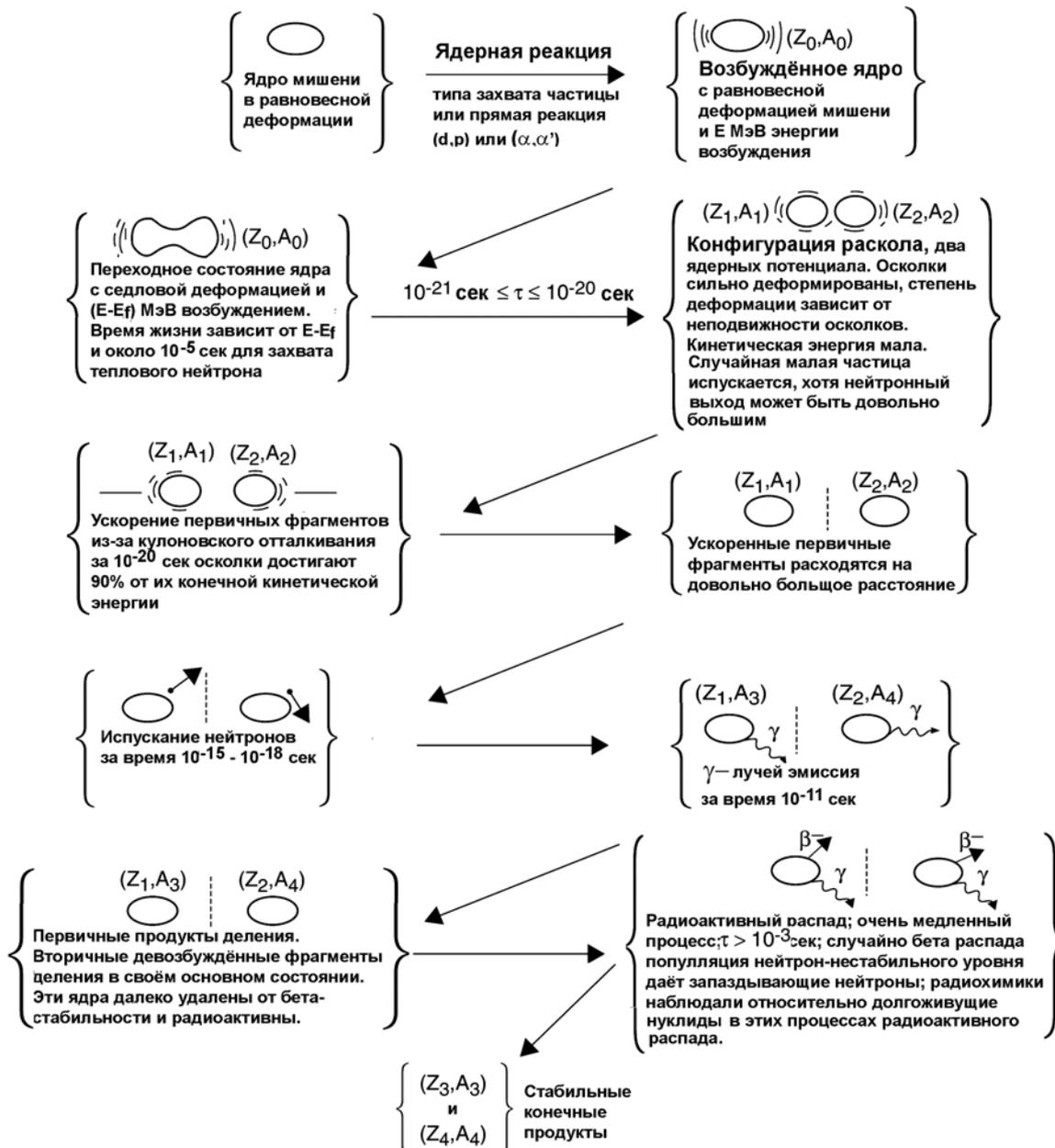


Рис. 3. Схема процесса деления.

На **Рис. 3** представлена схема процесса деления. Ядро, находящееся в некоторой равновесной деформации, поглощает энергию, становясь возбужденным, и трансформируется в конфигурацию, известную как переходное состояние или седловая точка. Как только ядро деформируется, кулоновская энергия уменьшается (так как среднее расстояние между ядерными протонами увеличилось). При этом уменьшается поверхностная энергия ядра (так как площадь поверхности ядра увеличилась). В седловой точке скорость изменения кулоновской энергии равна скорости изменения поверхностной энергии ядра. Образование и распад этого переходного состояния ядра – скорость определяющая стадия процесса деления - соответствует прохождению активационного энергетического барьера реакции. Если ядро деформируется за это положение оно необратимо идёт к делению. Когда это происходит, в очень короткое время, шейка между возникшими фрагментами исчезает, и ядро делится на два фрагмента. В точке разделения, находятся два высоко заряженных, деформированных фрагмента в контакте друг с другом. Большое кулоновское отталкивание между двумя фрагментами за 10^{-20} сек ускоряет их до энергии, составляющей 90% от конечной. В процессе ускорения первичные фрагменты удаляются друг от друга, попутно переходя в более сферические формы, и конвертируя свою потенциальную энергию деформации во внутреннюю энергию возбуждения. Они становятся "горячими". Эта энергия возбуждения удаляется эмиссией "мгновенных" нейтронов из полностью ускоренных фрагментов и затем в конкуренции с запаздывающими нейтронами продукты деления испускают γ -лучи. Наконец, при больших временах обогатённые нейтронами фрагменты испускают β -частицы. Иногда, один из этих β -распадов заселяет высоко лежащее возбужденное состояние дочернего нуклида, которое неустойчиво относительно нейтронной эмиссии. Тогда ядро испускает нейтроны, называемые "запаздывающими" нейтронами. Если нейтроны испускаются преимущественно из полностью ускоренных

фрагментов, их пространственное распределение выстраивается по направлению движения фрагментов. Они не появляются беспорядочно вокруг ядра, как это обычно изображают художники. Здесь важно, что выделение энергии при делении происходит как кинетическая энергия фрагментов, а не как энергия нейтронов, фотонов, или других испускаемых частиц.

Рис. 3 демонстрирует две стадии процесса деления: подъём к седловой точке и переход через перевал. Как и в химических реакциях, вероятность реакции определяется преодолением переходного состояния. Менее очевидно, что распределения энергий продуктов деления, их масс, и т.д. определены на перевале или вблизи от него.

В момент разрыва ядра осколки сильно деформированы, но по мере их удаления друг от друга деформация уменьшается, что приводит к увеличению их внутренней энергии. В дальнейшем энергия возбуждения осколков уменьшается в результате испускания ими нейтронов и γ -квантов. Когда энергия возбуждения осколков становится меньше энергии, необходимой для отделения нейтрона от ядра, эмиссия нейтронов прекращается и начинается интенсивное испускание γ -квантов. В среднем наблюдается 8-10 γ -квантов на 1 акт деления.

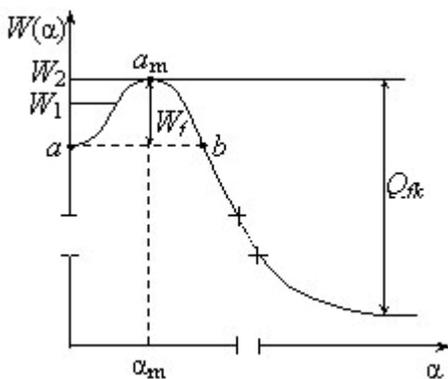
1.2 Жидкокапельная модель ядра в описании деления

В предыдущих лекциях мы достаточно подробно рассмотрели капельную модель ядра. Применим теперь её к описанию процесса деления ядер.

Одно из первых модельных представлений о процессе деления (1939, Н.Бор, Д. Уиллер, Я.Френкель) заключалось в привлечении капельной модели для анализа гипотезы Л.Мейтнер и О.Фриша о неустойчивости тяжелых ядер при изменении их формы. Напомним, что согласно капельной модели вещество ядра представляется в виде капли однородной заряженной несжимаемой жидкости. На нуклоны в атомном ядре действуют уравнивающие друг друга ядерные силы притяжения и электростатические силы отталкивания (между протонами), стремящиеся разорвать ядро. Деформация ядра нарушает равновесие; при этом, однако, возникают силы, стремящиеся вернуть ядро к начальной форме аналогично поверхностному натяжению жидкой капли. Деформация ядра при делении сопровождается увеличением его поверхности и, как в жидкой капле, силы поверхностного натяжения возрастают, препятствуя дальнейшей деформации. После прохождения через вершину барьера деления энергетически выгодным становится образование двух капель меньшего размера, и с этого момента формирование осколков деления идёт быстро и необратимым образом.

Реальный результат капельной модели - полуэмпирическая формула Вейцеккера для энергии связи ядра и художественная иллюстрация процесса деления.

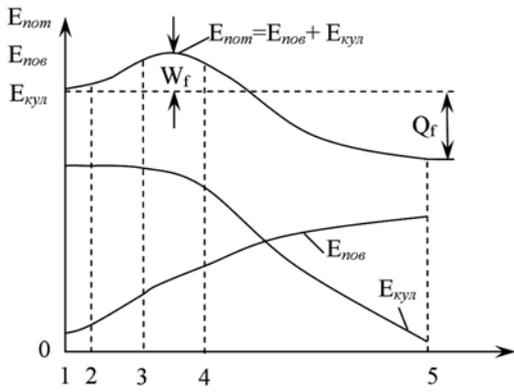
Когда ядро захватывает нейтрон, приобретенная энергия идёт либо на возбуждение нуклонов сферического ядра, либо на его деформацию, при которой сами нуклоны остаются невозбужденными. Возбуждение ядра вызывает колебания его формы. Обычно ядро начинает удлиняться вдоль одной из осей симметрии. Поверхность ядра при этом увеличивается, а его объём не изменяется из-за несжимаемости ядерной материи. Энергия поверхностного натяжения увеличивается из-за действия ядерных сил притяжения, которые препятствуют удлинению ядра. Напротив, кулоновская энергия расталкивания протонов убывает из-за увеличения среднего расстояния между нуклонов. Полная энергия W ядра увеличивается относительно точки равновесия с ростом деформации ядра, которую характеризуют параметром деформации α . По отношению к изменению своей формы ядро оказывается в потенциальной яме. Однако деление все-таки может происходить, да ещё и с выделением энергии $Q \approx 200$ МэВ. Суммарная



внутренняя энергия осколков уменьшается (лежит ниже) относительно точки равновесия на величину $\sim Q$. Это означает, что зависимость $W(\alpha)$ должна достичь максимума (**Рис. 4**), а затем монотонно убывать с ростом параметра α , который теперь имеет смысл расстояния между центрами масс осколков. Величина Q_{fk} при $\alpha \rightarrow \infty$ на **Рис. 4** характеризует суммарную кинетическую энергию, которую приобретают осколки в результате кулоновского расталкивания.

Рис.4. Потенциальный барьер деления.

В точке α_m (**Рис. 4**) потенциальный барьер достигает максимальной величины W_f . Величина W_f является важнейшей характеристикой делящегося ядра и называется *энергетическим барьером деления*.



Если $W_1 < W_f$, то параметр деформации $\alpha < \alpha_m$ и возникают упругие колебания формы ядра-капли, которые заканчиваются испусканием γ -кванта и ядро переходит в основное состояние. В случае, когда $W_2 > W_f$ ядро должно неизбежно разделиться, т.е. α становится больше α_m .

Рис. 5. Изменение потенциальной энергии и её составляющих в процессе деления ядра.

В результате деформации ядро удлиняется вплоть до седловой точки, в которой силы отталкивания между зарядами на концах вытянутого ядра становятся больше, чем

притягивающие ядерные силы. При дальнейшей деформации ядро делится на два осколка. За счет электростатических сил отталкивания они разлетаются с $1/30$ скорости света, тем самым происходит превращение энергии деления в кинетическую энергию осколков ядра. Затем деформированные в момент деления осколки приобретают форму сферы, а избыточная энергия уносится нейтронами и гамма-лучами.

Возможные последовательные фазы вынужденной деформации можно наглядно показать на примере макроскопической капли заряженной жидкости (**Рис. 6**).

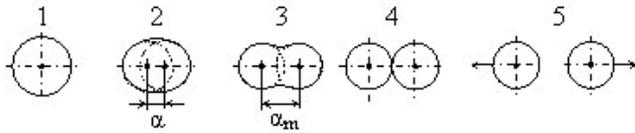


Рис. 6. Стадии деления заряженной капли.

Замечание. Проиллюстрируем сказанное на примере поведения обычной капли воды. Капля воды в наименшей энергетической форме, для создания которой требуется наименьшая энергия, представляет собой сферу. Сообщив ей дополнительную энергию, ее можно сделать вытянутой, но до определенного момента силы поверхностного натяжения будут сохранять каплю как целое. Однако, после того как достигнуто пороговое удлинение, для нее энергетически более выгодно разделиться на две части в самом узком месте перешейка. Две образующиеся капли будут вначале подобны слезе, а затем быстро примут форму, соответствующую минимуму энергии, - станут шарообразными. Энергия деформации при этом переходит в тепло.

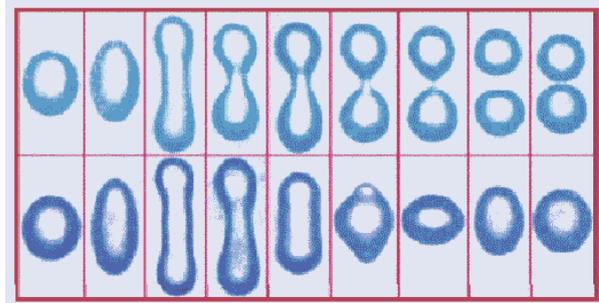


Рис. 7. Фотографии последовательных деформаций жидкой капли.

На **Рис. 7** приведены фотографии такого поведения взвешенной в масле капли жидкости, иллюстрирующие деление атомного ядра. Начальная деформация капли производилась напряжением, приложенным вдоль капли. Внизу показано, что происходит, когда начальной деформации недостаточно для деления и капля возвращается в исходное сферическое состояние. На верхних фотографиях деформация привела каплю к пороговому удлинению, в результате чего в своей самой узкой части она разделилась на две, которые быстро приобрели сферическую форму.

Модель жидкой капли объясняет, почему тяжелые ядра делятся намного чаще лёгких: чем больше протонов в ядре, тем больше силы отталкивания между концами деформированного ядра и тем меньше дополнительной энергии требуется для такого процесса.

Фактором, определяющим деление в капельной модели, является соотношение между приращениями поверхностной $\Delta W_{\text{пов}}(\alpha)$ и кулоновской $\Delta W_{\text{кул}}(\alpha)$ энергиями в процессе деформации ядра. При малых колебаниях ($\alpha < \alpha_m$, $|\Delta W_{\text{кул}}(\alpha)| < |\Delta W_{\text{пов}}(\alpha)|$) форма капли будет последовательно изменяться от почти сферической до эллипсоидальной и обратно. Если параметр деформации $\alpha = \alpha_m$, то $|\Delta W_{\text{кул}}(\alpha)| = |\Delta W_{\text{пов}}(\alpha)|$, что вызывает образование перетяжки и капля принимает форму гантели. В этом случае силы поверхностного натяжения уже не препятствуют удлинению капли, а, наоборот, способствуют обеим половинам гантели принять сферическую форму и действуют согласованно с кулоновскими силами расталкивания. После разделения ядра-капли на две капли поверхностная энергия не изменяется ($\Delta W_{\text{пов}}(\alpha) = 0$) и образовавшиеся фрагменты разлетаются в противоположных направлениях под действием кулоновских сил.

Процесс деления осуществится, если ядро перейдет из устойчивого состояния a на **Рис. 4** (фаза 1 на **Рис. 6**) в состояние b (фаза 4 на **Рис. 6**), преодолев потенциальный барьер. Преодоление барьера высотой W_f возможно двумя способами.

1. Надбарьерный переход, когда необходимая энергия сообщается ядру в результате ядерной реакции и возбуждаются колебания ядра с амплитудой $\alpha > \alpha_m$, а необходимая энергия возбуждения образующегося промежуточного ядра $W_2 > W_f$ (Рис. 4) привносится в ядро извне при захвате нейтрона, заряженной частицы или при передачи ядру энергии γ -кванта. Подобный механизм деления, как отмечалось выше, называется вынужденным делением.

2. Деление осуществляется подобно α -распаду при прохождении осколков деления сквозь потенциальный барьер посредством туннельного эффекта. Такая возможность носит название спонтанного деления и осуществляется у самых тяжелых ядер. Необходимая для деформации ядра энергия есть результат квантовомеханических флуктуаций, и носит виртуальный характер. Возможность спонтанного деления определяется барьерным расстоянием (расстояние между точками a и b на Рис. 4), которое при заданной величине W_f барьера деления зависит, в свою очередь, от величины энергии возбуждения ядра W_1 .

Высота барьера деления W_f для ядра (A, Z) определяется разностью поверхностной и кулоновской энергий делящегося ядра

$$W_f = W_{\text{пов}}(\alpha_m) - W_{\text{кул}}(\alpha_m). \quad (1)$$

Поверхностная и кулоновская энергии ядра (A, Z) в результате малой деформации должны быть пропорциональны величинам $W_{\text{пов}}(A, Z)$ и $W_{\text{кул}}(A, Z)$, которые даются вторым и третьим членами формулы Вейцеккера:

$$W_{\text{пов}}(\alpha) = W_{\text{пов}}(A, Z) \cdot \varphi(\alpha) = a_2 A^{2/3} \varphi(\alpha), \quad (2)$$

$$W_{\text{кул}}(\alpha) = W_{\text{кул}}(A, Z) \cdot \psi(\alpha) = a_3 (Z^2/A^{1/3}) \psi(\alpha). \quad (3)$$

Энергетический барьер W_f обращается в нуль, если

$$W_{\text{пов}}(a = \alpha_m) = W_{\text{кул}}(a = \alpha_m), \quad (4)$$

Откуда, с учетом (2) и (3), имеем

$$\frac{Z^2}{A} = \frac{\varphi(a_m)}{\Psi(a_m)} \frac{a_2}{a_3} \quad (5)$$

Оценка величины отношения $\varphi(\alpha_m)/\psi(\alpha_m)$ по капельной модели дает величину, равную 2. В зависимости от оценок величин коэффициентов a_2 и a_3 в формуле Вейцеккера равенство (5) будет иметь вид:

$$\frac{Z^2}{A} = (45 \div 49) \quad (6)$$

Деление образовавшегося ядра, если выполняется условие (6) будет происходить мгновенно (за время $\sim 10^{-23}$ с).

Отношение Z^2/A называется *параметром делимости Бора*, а его величина определяет вероятность спонтанного деления. Чем меньше параметр делимости, тем меньше вероятность спонтанного деления, а чем больше параметр Z^2/A , тем меньше барьер деления, тем больше нестабильность атомного ядра относительно деления и тем меньше период спонтанного деления.

Табл. 1. Периоды спонтанного деления некоторых нуклидов.

Нуклид	²³² Th	²³⁸ U	²⁴⁰ Pu	²⁴⁴ Cm	²⁵² Cf	²⁵⁶ Fm
Z^2/A	35	35,6	36,8	37,8	38,1	39
$T_{1/2}$, лет	$1,4 \cdot 10^{21}$	$8,1 \cdot 10^{15}$	$1,2 \cdot 10^{11}$	$1,3 \cdot 10^7$	85,4	2,7 час

Для того, чтобы ядро с $Z^2/A < 45$ разделилось быстро, т.е. надбарьерным путем, в ядро должна быть, как указано выше, внесена энергия возбуждения, превышающая барьер деления W_f .

У изотопа ²³⁵U барьер деления равен примерно 6 МэВ, как раз той энергии, какую вносит медленный нейтрон в ядро, и поэтому столь легко делится этот изотоп при поглощении нейтрона.

Жидкокапельная модель описывает процесс деления.

Пусть ядро изменяет свою форму, например из сферического станет эллипсоидальным. Объем ядра не изменяется (ядерная материя практически несжимаема), но поверхность увеличивается, а кулоновская энергия уменьшается (увеличивается среднее расстояние между протонами). Очевидно, что величиной, определяющей способность ядра к делению, будет отношение кулоновской энергии к поверхностной, то есть

$$a_3 Z^2 A^{-1/3} / a_2 A^{2/3} = a_3 Z^2 / a_2 A. \quad (7)$$

Так как коэффициенты a_3 и a_2 постоянны для всех ядер, то вероятность деления определяется величиной Z^2/A . Расчеты показывают, что для ядер с $Z^2/A \geq 49$ деление происходит практически мгновенно, за время порядка 10^{-23} с. Это означает, что спонтанное деление определяет предел существования стабильных ядер, то есть у ядер с $Z \geq 120$ отсутствует энергетический барьер, препятствующий спонтанному делению.

Можно выделить следующие свойства деления.

1. При делении тяжелого ядра должна освобождаться большая энергия Q , так как удельная энергия связи ε в тяжелых ядрах примерно на 0.8 МэВ меньше, чем для средних ядер. Так, например, для ядра ^{238}U

$$Q \approx A(\varepsilon_{\text{тяж}} - \varepsilon_{\text{ср}}) = 238 \cdot 0.8 \approx 200 \text{ МэВ}. \quad (8)$$

2. Подавляющая часть энергии деления освобождается в форме кинетической энергии осколков деления E_k , так как ядра-осколки неизбежно должны разлетаться под действием кулоновского отталкивания. Кулоновская энергия двух осколков с зарядами Z_1 и Z_2 , находящихся на расстоянии δ ,

$$E_k = Z_1 Z_2 e^2 / \delta. \quad (9)$$

Если считать, что $\delta = R_1 + R_2$, где R_1, R_2 - радиусы ядер осколков, которые могут быть вычислены по формуле $R = 1.3 \cdot 10^{13} A^{1/3}$ см, а $Z_1 = Z_2 = Z_0/2 = 46$ (считая, что ядро делится пополам), то получим

$$E_{\text{кул}} \approx \frac{46^2 \cdot 1,44}{2 \cdot 1,3 \cdot 119^{1/3}} \approx 200 \text{ МэВ} \quad (10)$$

то есть значение такого же порядка, что и Q .

3. Образующиеся при делении осколки должны быть β -радиоактивными и могут испускать нейтроны. Это следует из того, что по мере увеличения заряда ядра отношение числа нейтронов в ядре к числу протонов увеличивается из-за увеличения кулоновской энергии протонов. Поэтому ядра-осколки будут иметь при делении такое же отношение N/Z , как, скажем, у урана, т. е. будут перегружены нейтронами, а такие ядра испытывают β -распад (ввиду большой перегрузки нейтронами продукты этого распада также β -активны, так что осколки деления дают начало достаточно длинным цепочкам из радиоактивных ядер). Кроме того, часть энергии может уноситься в результате непосредственного испускания нейтронов деления или вторичных нейтронов. Средняя энергия нейтронов деления составляет около 2 МэВ.

Среднее число нейтронов $\bar{\nu}$, испускаемых за один акт деления, зависит от массового числа делящегося ядра и растет с ростом Z . Если для ядра ^{240}Pu $\bar{\nu} = 2.2$, то уже для ^{252}Cf $\bar{\nu} = 3.8$. Так как ^{252}Cf к тому же достаточно быстро распадается (по отношению к спонтанному делению $T_{1/2} = 85$ лет, однако реально его время жизни определяется α -распадом и составляет 2.64 года), то он является интенсивным источником нейтронов (в настоящее время это один из самых перспективных радиоактивных источников нейтронов).

В рамках капельной модели вводится параметр делимости

$$x = \frac{1}{2} \left(\frac{\text{Кулоновская энергия заряженной сферы}}{\text{Поверхностная энергия сферы}} \right) \quad (11)$$

Выразив энергии в явной форме, получим:

$$x = \left(\frac{a_c}{2a_s} \right) \left(\frac{Z^2}{A} \right) = \frac{(Z^2/A)}{(Z^2/A)_{\text{critical}}} \quad (12)$$

где $a_c = 3e^2/5R_0$, $a_s = 4\pi R_0^2 S$, а отношение констант $(a_c/2a_s)^{-1}$ обозначено как $(Z^2/A)_{\text{critical}}$. Параметр Z^2/A пропорционален отношению разрывающей каплю кулоновской энергии ($\sim Z^2/A^{1/3}$) к сжимающей каплю поверхностной энергии ($\sim A^{2/3}$). Параметры Z^2/A и x определяют относительную делимость ядра: чем больше эти параметры, тем легче делится ядро. Для очень хорошо делящегося ядра, такого, как ^{239}Pu , $Z^2/A = 36,97$, для плохо делящегося ядра, такого как ^{209}Bi , $Z^2/A = 32,96$.

Атомный номер элемента, начиная с которого становится возможным спонтанное деление:

$$Z_{\text{limit}}^2 = 2 \frac{a_s}{a_c} A_{\text{limit}} \quad (13)$$

Если мы вспомним, что отношение нейтронов к протонам для тяжёлых ядер примерно равно 1,5, тогда Z_{limit} ориентировочно равен $5(a_s/a_c)$. Таким образом, верхняя граница периодической таблицы элементов задаётся двумя константами, связанными с противостоянием ядерных и кулоновских сил. Т.к. $a_s/a_c \approx 20-25$, то можно ожидать, что элементов может быть 100-125.

Рис. 11.2 показывает некоторые особенности барьеров деления для актинидов, рассчитанные по капельной модели. Высота барьера деления уменьшается, и максимум перевала перемещается к меньшим деформациям по мере увеличения Z^2/A . В более лёгких ядрах седловые точки и конфигурации разделения более подобны друг другу, т. е. имеют подобную деформацию, чем это имеет место в более тяжелых ядрах.

1.3 Оболочечная модель ядра в интерпретации процесса деления

Как было показано раньше, в капельную модель ядра необходимо включить элементы оболочечной модели, чтобы получить разумные величины ядерных масс. Точно так же, для описания деформированных ядер оболочечную модель следует скрестить с капельной.

Капельная модель описывает лишь усреднённые свойства ядер. В действительности же характер процесса деления существенно зависит от внутренней структуры ядра и состояния отдельных нуклонов. Из-за этого барьер деления больше для ядер с нечётным числом нуклонов, чем для соседних чётно-чётных ядер (с чётными Z и N). Это повышение барьера сказывается на периодах спонтанного деления ядер: периоды спонтанного деления чётно-чётных ядер в среднем более чем в 100 раз короче периода спонтанного деления соседних ядер с нечётным N . Увеличение барьера деления из-за нечётного нуклона видно на примере деления изотопов урана. Деление ядер ^{238}U становится вероятным лишь в том случае, когда кинетическая энергия нейтронов превышает некоторый порог, а в случае ^{235}U даже при захвате теплового нейтрона, энергия возбуждения составного ядра ^{236}U уже превышает барьер деления. Влияние структуры ядра на его способность к делению видно при сравнении периодов спонтанного деления чётно-нечётных ядер. Вместо регулярного увеличения периода спонтанного деления с массой нуклида иногда наблюдается резкое уменьшение периода спонтанного деления. Особенно четко этот эффект проявляется при числе нейтронов $N = 152$, что не объяснимо в рамках капельной модели и свидетельствует о влиянии на процесс деления ядер оболочечной структуры ядра.

Нуклонные оболочки оказывают влияние не только на преодоление барьера деления, они заметно сказываются и на последней стадии формирования осколков в момент, когда происходит разрыв ядра. Изменение формы ядра при делении происходит медленно (по сравнению с движением нуклонов в ядре), в результате чего нуклонные орбиты перестраиваются адиабатически. Измерения спектра масс осколков, их суммарной кинетической энергии, а также зависимости v от соотношения масс осколков указывают на формирование нуклонных оболочек в осколках перед разрывом.

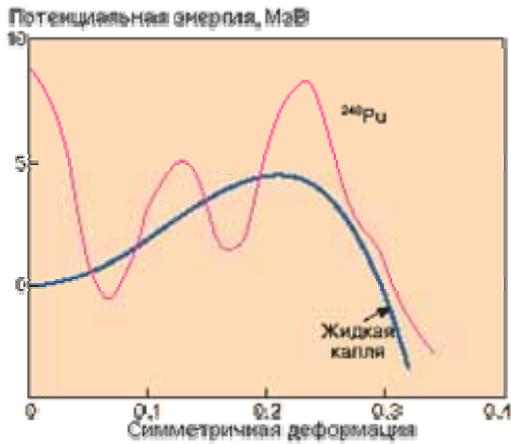


Рис. 8. Энергия ядра ^{240}Pu в функции от параметра аксиально-симметричной деформации (реально это отношение полуосей). Минимальной энергии соответствует деформированная, а не сферическая форма ядра, второй максимум ответственен за появление квазистационарных делительных состояний ядра.

Согласно идее О. Бора о существовании так называемых каналовых эффектов. При делении, вызванном быстрыми частицами, осколки разлетаются анизотропно, но всегда симметрично относительно угла 90° по отношению к пучку частиц, вызывающих деление. Вблизи порога деления наблюдаются причудливые угловые распределения осколков, которые часто меняются при сравнительно

небольшом изменении энергии захватываемой ядром частицы. Эти явления были объяснены Бором как проявление квантовых каналов деления, связанных с отдельными состояниями внутреннего движения нуклонов в сильно «охлажденном» ядре в момент преодоления энергетического барьера (внутренняя энергия возбуждения уменьшается на величину порога деления). Исследования каналов деления стали одним из важных источников информации о структуре внутренних квантовых состояний ядра вблизи порога деления.

Жидкокапельная модель объясняет многие черты процесса деления, но на стабильность самых тяжёлых ядер существенное влияние оказывают оболочечные эффекты, причем они определяют не только структуру барьера деления, но и основное состояние ядра. Известно, что ядра, подобно атомам, имеют оболочечную структуру. Влияние этой структуры важно для всех ядер. Ее роль для самых тяжелых ядер, однако, наиболее существенна, поскольку многие из них просто не существовали бы без влияния оболочечных эффектов.

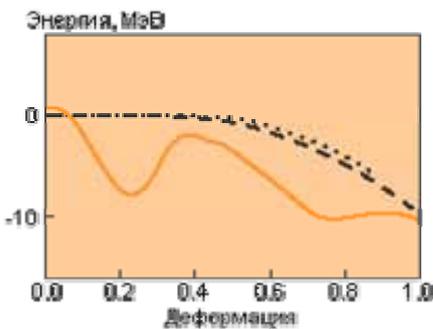


Рис. 9. Полный барьер деления ядра $^{264}_{108}$ (сплошная линия) и его гладкая часть, вычисленная в различных вариантах модели жидкой капли

Первая очевидная несостоятельность модели жидкой капли в описании полной картины деления ядер стала видна уже тогда, когда были измерены барьеры деления достаточно широкого круга ядер, нельзя было объяснить, почему величина барьера деления остается постоянной от тория до калифорния. По модели жидкой капли в этом диапазоне барьер должен был изменяться от 7.5 до 2.8 МэВ, и было очевидно, что необходимо каким-то образом учесть оболочечные эффекты. Уже первые попытки применения оболочечной модели к делению ядер показали, что именно за счет оболочечных эффектов ядра актинидов являются деформированными, а барьер деления имеет сложную

форму и, по крайней мере, у ядер урана и плутония барьер деления является двугорбым (**Рис. 8**). Ещё один пример – существование спонтанно делящихся изомеров. Это явление состояло в том, что у возбужденного ядра ^{242}Am основным способом распада ядра оказалось спонтанное деление с периодом полураспада 14 мс. В оболочечной теории явление изомерии формы (так тоже называют спонтанно делящиеся изомеры, ибо они соответствуют квазиустойчивым состояниям ядра, находящегося при большой деформации) нашло естественное и прозрачное объяснение.

Теоретические расчеты показали, что микроскопическая поправка сильнейшим образом изменяет поверхностную потенциальную энергию, связанную с делением. Для таких ядер, как $^{260}\text{106}$, имеющий период полураспада относительно спонтанного деления несколько миллисекунд, увеличение времени жизни за счет влияния оболочечной структуры фактически определяет его период полураспада. По сравнению с жидкокапельными предсказаниями его время жизни на 15 порядков величины больше! **Рис. 9** иллюстрирует, сколь существенны оболочечные эффекты для сверхтяжелых ядер. На этом рисунке показан барьер спонтанного деления ядра $^{264}\text{108}$ или, другими словами, зависимость энергии основного состояния этих ядер от величины продольной деформации. Полный барьер деления с учетом оболочечных поправок показан сплошной линией, а его гладкая часть - штриховой линией и точками (вычисления проводились в разных подходах). Видно, что значительная высота (около 6 МэВ) барьера деления есть результат включения оболочечных эффектов. Без них никакой барьер деления не возникает.

Рис. 10. Особенности барьеров деления ядер актиноидов.



Качественный результат такого подхода представлен на **Рис. 10**. Для стабильной формы основного состояния предсказана некоторая стабильная деформация, а не нулевая деформация (сфера), и появление вторичного минимума в барьере при отношении осей. В самых тяжелых ядрах ($Z \geq 106$), где по каплевой модели барьеры деления очень малы или вообще не существуют, высоты барьеров деления увеличены относительно по сравнению с каплевой моделью, прежде всего благодаря понижению основного состояния массы из исправлений оболочечной модели. Если бы не было таких коррекций по оболочечной модели, то самые тяжелые ядра вообще не могли бы существовать, поскольку они распадутся спонтанным делением быстрее, чем мы сумеем их зарегистрировать ($T_{1/2}$ менее микросекунды).

Эта комбинация макроскопических (капельная модель) и микроскопических (оболочечная модель) эффектов предсказывают, что для ядер в районе урана - плутония урана должен иметь место двугорбый барьер деления с равными высотами барьеров и глубоким вторичным минимумом. Для более тяжёлых ядер, типа калифорния, предсказано, что первый барьер должен быть намного больше второго барьера, причём преодоление этого первого барьера – скорость определяющая стадия. В действительности, эти тяжёлые ядра ($Z \geq 100$) ведут себя, как будто они имеют высокий тонкий одиночный барьер к делению. Для более лёгких ядер (радий, торий) предсказана трёхгорбая форма барьера. Ядра могут оказаться захваченными во втором минимуме барьера деления. Такой захват может существенно препятствовать γ -распаду обратно в основное состояние (поскольку произошло большое изменение формы ядра), но существенно ускоряет распад спонтанным делением (из-за утончения барьера и облегчения его проникновения). Такие ядра были названы спонтанно делящимися. Они – члены общего класса ядер, объединяющего супердеформированные ядра, у которых отношение осей 2:1.

Способность ядер актиноидов с нечётным A подвергаться делению при бомбардировке тепловыми нейтронами имеет большую практическую важность. Из-за больших сечений, возникающих из-за большой длины волны тепловых нейтронов, сечение деления этих нечетных ядер очень велики. Для ядер "большой тройки", ^{233}U , ^{235}U , и ^{239}Pu , эти сечения равны 530, 586, и 752 барн, соответственно. Эти актиноиды - топливо для ядерных реакторов и ядерного оружия, работающего на делении тепловыми нейтронами.

В ядерных реакторах энергии нейтронов варьируются от тепловых (0.025 эВ) до нескольких МэВ. Существует ряд острых пиков в полном сечении для нейтронов с энергиями от 0.2 до 3000 эВ, которые называются "резонансами". Эти резонансы соответствуют возбуждённым специфическим изолированным уровням в составном ядре, которые могут распадаться делением. Ситуация особенно интересна для нейтронного облучения чётно-чётного ядра, типа ^{240}Pu , при подпороговых энергиях (**Рис. 11**). Резонансы связанные с делением появляются в виде пучков. Не все резонансы в составном ядре ведут к делению. Ситуацию иллюстрирует **Рис. 12**. Нормальные резонансы соответствуют возбуждению уровней в составном ядре, которые являются уровнями в первом минимуме на **Рис. 12**. Когда один из этих метастабильных

уровней точно соответствует уровню во втором минимуме, тогда будет увеличенное туннелирование через барьер деления и увеличение сечения деления.

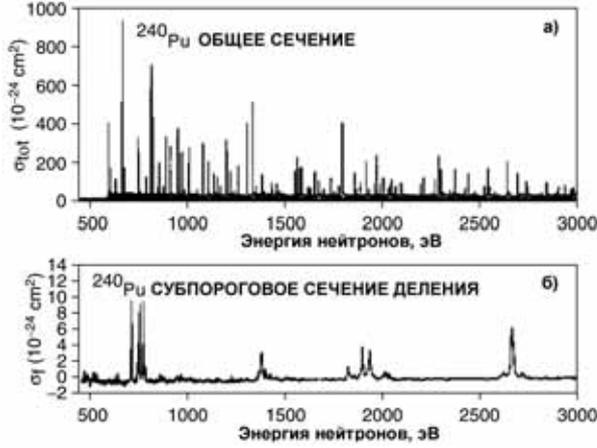


Рис. 11. Общее и суббарьерное сечения деления ^{240}Pu , как функция энергии нейтронов в интервале от 0,5 до 3 кэВ.

Когда нейтроны с более высокими энергиями ($E > 1$ МэВ) взаимодействует с ядрами типа ^{238}U , где высота барьера деления больше чем энергия разделения нейтрона, происходит ступенчатое изменение функции возбуждения. Первое повышение и плато вызвано возникновением (n, f) реакции, второе повышение и плато вызваны (n, nf) реакцией (“деление второго шанса”), и третье повышение и плато из-за ($n, 2nf$) реакции (“деление третьего шанса”), и т.д. В качестве примера укажем, что при бомбардировке ^{238}U α -частицами с энергией 42

МэВ. 25% первоначально существующих ядер подвергнется делению первого шанса.

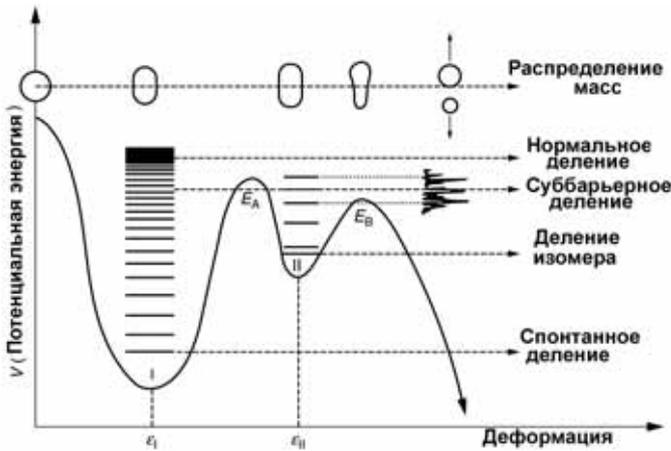


Рис. 12. Схема двугорбого барьера деления. Представлены внутренние возбуждения в первом и втором минимуме, а так же пути деления из изомерного состояния и основного состояния спонтанного деления.

Сильное влияние оболочечных эффектов на барьер деления позволяет ожидать некоторых особенностей у ещё не синтезированных трансурановых элементов. Согласно капельной модели, атомные ядра с $Z^2/A > 46$ должны практически мгновенно распадаться. Учёт влияния нуклонных оболочек на барьер деления приводит к выводу, что появление новых заполненных оболочек (по-

видимому, с $Z=114$ и $N=184$) будет сопровождаться возрастанием высоты барьера деления до нескольких МэВ. На этом основано предположение о существовании «острова стабильности» сверхтяжёлых трансурановых элементов вблизи $Z=114$. Не исключено, что для некоторых изотопов этого «острова» время жизни превысит десятки тысяч лет. Следует, однако, иметь в виду, что пока наличие островов стабильности остаётся чисто гипотетической возможностью, опирающейся на определённые предположения о деталях структуры ядер сверхтяжёлых трансурановых элементов.

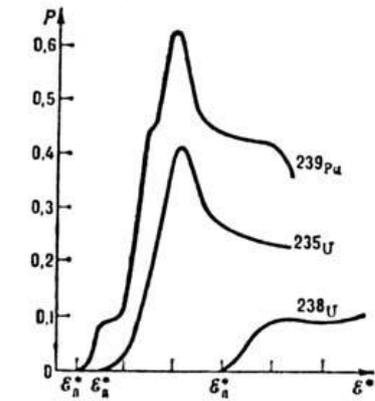


Рис. 13. Зависимость вероятности вынужденного деления ядер под действием дейтронов $P = \sigma(d, pf) / \sigma(d, p)$ от энергии E^* возбуждения делящегося ядра; $\sigma(d, pf)$ - сечение деления, $\sigma(d, p)$ - полное сечение.

2. ПРОЦЕСС ВЫНУЖДЕННОГО ДЕЛЕНИЯ

2.1 Вероятность деления

Вероятность вынужденного деления определяется сечением взаимодействия налетающей частицы (например, нейтрона) с ядром. Деление атомных ядер может быть вызвано различными частицами: нейтронами, протонами, дейтронами, α -частицами, γ -квантами и др.

Наиболее практически выгодным оказалось использование для деления нейтронов. Отсутствие кулоновского отталкивания позволяет нейтронам со сколь угодно малой кинетической энергией приблизиться к ядру на расстояние меньше радиуса действия ядерных сил. Захват ядром нейтрона приводит к возбуждению ядра, и, если энергия возбуждения достаточна, происходит деление.

Эффективное сечение деления ядер нейтронами может быть записано в следующем виде:

$$\sigma_{\text{дел}} = \sigma_{\text{захв}} \frac{\Gamma_{\text{дел}}}{\sum_i \Gamma_i}, \quad (14)$$

где $\Gamma_{\text{дел}}$ - вероятность деления ядра после захвата нейтрона, а Γ_i - вероятность распада этого ядра по i -ому каналу.

Вынужденное деление, в частности деление ядер нейтронами, конкурирует с другими ядерными реакциями под действием нейтронов. Вероятность вынужденного деления определяется отношением сечения деления σ_f к полному сечению захвата нейтрона σ_f . Вероятность P вынужденного деления зависит от энергии E^* возбуждения образующегося составного ядра, которая пропорциональна энергии E налетающей частицы (Рис. 13). Эта зависимость имеет пороговый характер, причём для чётно-чётного ядра ^{238}U порог E_n превышает на 1 МэВ энергию связи нейтрона в ядре, а для чётно-нечётных ядер ^{235}U , ^{239}Pu порог деления примерно совпадает с энергией связи нейтрона. Это приводит к большому сечению деления ^{235}U и ^{239}Pu при малой кинетической энергии бомбардирующих нейтронов (Рис. 14), что и используется в ядерных реакторах на тепловых нейтронах.

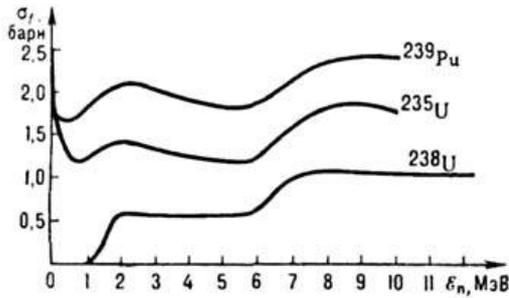
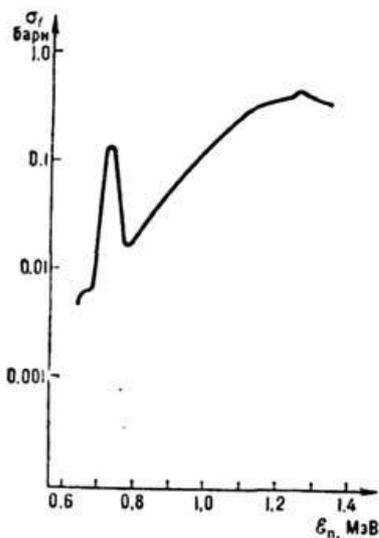


Рис. 14. Зависимость сечения деления ядер σ_f от энергии налетающих нейтронов E_n .

В некоторых случаях наблюдается немонотонный ход зависимости сечения деления σ_f от энергии налетающей частицы E , обусловленный резонансной зависимостью вероятности деления P образующегося составного ядра от энергии его возбуждения E^* . В случае ^{230}Th (n, f) ширина резонанса порядка 30 кэВ (Рис. 15). При бомбардировке нейтронами малых энергий удаётся наблюдать расщепление широких резонансов на несколько более узких, что позволяет определять уровни составного ядра.

Рис. 15. Зависимость сечения деления ^{230}Th от энергии нейтронов E_n .



Из сравнения энергетической зависимости полного сечения σ_t захвата нейтрона ядром ^{240}Pu (Рис. 11, а) и сечения деления σ_f (Рис. 11, б) следует, что уровни составного ядра с большими делительными ширинами образуют группы. Среднее расстояние между группами ~ 650 эВ, среднее расстояние между уровнями составного ядра ~ 15 эВ. Таким образом, в сечении деления ^{240}Pu возникает чётко выраженная резонансная структура, которая наблюдается и для некоторых других ядер.

Далее мы будем заниматься делением под действием нейтронов.

Вероятность процесса деления, определяемая эффективным поперечным сечением ядра σ_f , существенно зависит от энергии падающего нейтрона E_n . При увеличении энергии нейтронов сечение захвата $\sigma_{\text{захв}}$, а следовательно, и сечение деления $\sigma_{\text{дел}}$ уменьшается, причем всегда $\sigma_{\text{дел}} < \sigma_{\text{захв}}$, т.е. величина сечения деления $\sigma_{\text{дел}}$ всегда меньше величины сечения захвата $\sigma_{\text{захв}}$, так как существуют другие каналы распада возбужденных ядер.

Сечение деления ^{235}U быстрыми нейтронами равно всего 1.5 барн. Изотоп урана ^{238}U делится быстрыми нейтронами с энергией > 1 МэВ. Сечение деления ^{238}U быстрыми нейтронами в два раза меньше, чем для ^{235}U .

На Рис. 16 представлена зависимость сечения деления от энергии нейтронов для ^{235}U . Нерегулярности определяются резонансным характером процесса поглощения нейтронов малой энергии. В среднем в этой области энергий сечение деления обратно пропорционально скорости нейтрона (закон $1/v$). Зависимости $\sigma_f(E)$ для изотопов ^{239}Pu и ^{233}U имеют аналогичный вид. Ядра ^{238}U и ^{232}Th не делятся тепловыми нейтронами, но делятся быстрыми. Эффективные пороги деления для них примерно одинаковы - около 1 МэВ (Рис. 16). Значения σ_f в барнах при делении тепловыми и быстрыми нейтронами приведены в Табл. 3.

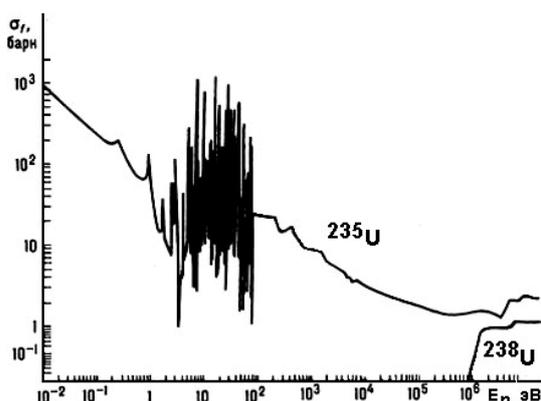


Рис. 16. Зависимость сечений деления ядер ^{235}U и ^{238}U от энергии нейтронов.

В то время как топливные нуклиды в тепловой области имеют

сечения ~ 1000 барн, а сырьевые вообще не делятся, при сравнении сечений в быстрой области сырьевые нуклиды имеют на один – два порядков меньшее сечение. Выясним, чем вызвано такое различие на примере нуклидов ^{235}U и ^{238}U . Во-первых, ядро ^{235}U имеет большее значение параметра делимости, нежели ядро ^{238}U и, следовательно, меньшую высоту потенциального барьера W_f (Табл. 5.2.1). Во-вторых, энергия связи нейтрона в образующемся промежуточном четно-четном ядре ^{236}U больше, чем в нечетно-четном ядре ^{239}U , согласно пятому члену формулы Вейцзеккера.

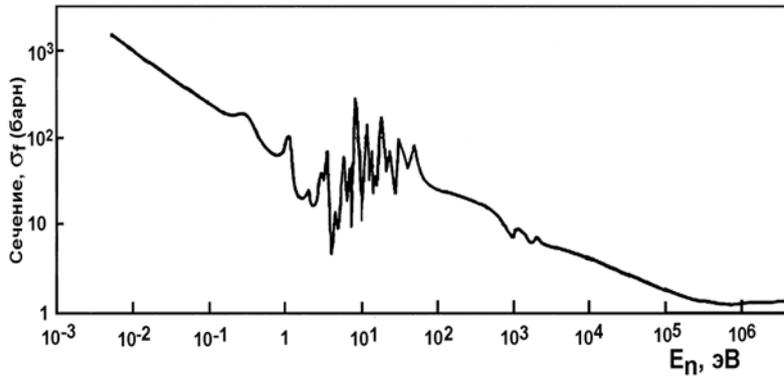


Рис. 17. Зависимость сечения деления урана-235 от энергии нейтронов.

С ростом Z элемента, его сечение деление увеличивается. Так, сечение деления ^{235}U тепловыми нейтронами равно 580 барн. Если принять сечение деления для ^{235}U , за 1, то для ^{239}Pu она будет равна 1,28, а для ^{249}Cf – 2,9, для ^{245}Cm – 3,5, для ^{251}Cf – 6,9. Для быстрых нейтронов с энергией $E = 2$ МэВ сечение деления урана σ_f

порядка геометрического размера ядра и равно 2 барна для плутония 239, 1,3 барна для урана 235.

Зависимость поперечного сечения деления естественной смеси изотопов урана от энергии делящих нейтронов (0,7 – 5 МэВ) приведена на **Рис 20**. Сечение деления естественной смеси изотопов урана нейтронами со спектром вторичных нейтронов деления составляет $0,29 \times 10^{-24}$ см² Усреднённое по спектру вторичных нейтронов сечение радиационного захвата составляет $0,04 \times 10^{-24}$ см².

Табл. 2. Сечение деления нейтронами изотопов урана

	^{235}U	^{238}U	Естественная смесь изотопов
Деление	549	0	3,92
Захват	101	2,80	3,5
Рассеяние	8,2	8,2	8,2

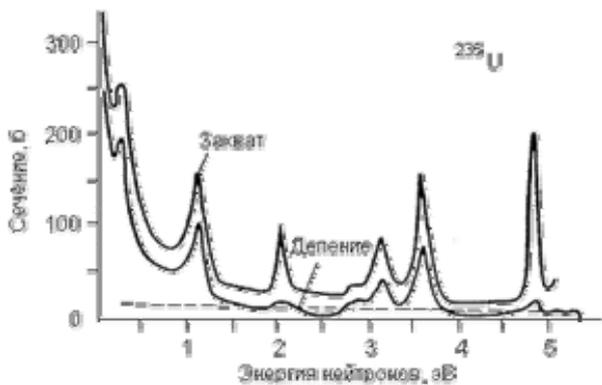


Рис. 18. Зависимость сечения захвата и сечения деления ^{235}U нейтронами от их энергии (верхняя линия - сечение захвата, нижняя - сечение деления). Пунктир - сечение рассеяния нейтронов.

Число нейтронов, испущенных при делении ^{238}U надпороговыми нейтронами, составляет 2,55, т. е. практически равно числу вторичных нейтронов при делении ^{235}U тепловыми нейтронами (2,5).

Полное эффективное сечение ядер ^{238}U относительно вторичных нейтронов деления составляет $4,3 \cdot 10^{-24}$ см², причём сечение упругого рассеяния равно $1,5 \cdot 10^{-24}$ см², а сечение

неупругих столкновений (исключая деление и радиационный захват) $2,47 \cdot 10^{-24}$ см².

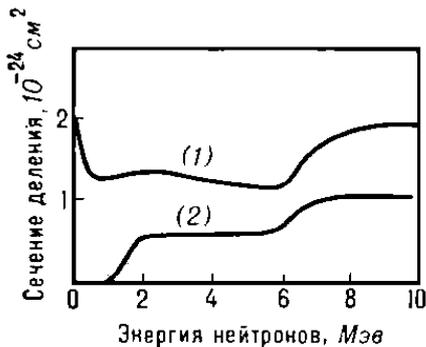


Рис. 19. Зависимость сечения деления ^{235}U (1) и ^{238}U (2) нейтронами от их энергии

Приближённая формула для интегрального сечения резонансного поглощения имеет вид:

$$\int \sigma_c(E) \frac{dE}{E} = A \left[1 + \alpha T + \mu \frac{S}{M} \right], \quad (15)$$

где S (см²) – поверхность уранового блока, M (г) – его масса, $\alpha \approx 10^{-4}$ 1/градус, а температура T - в °С.

Константы A и μ различны для случаев металлического урана и оксида урана. Так для металлического урана $A=9,25$ барн, а $\mu=2,67$ г/см². Для U_3O_8 $\mu=1,67$ г/см². Предельное значение сечения при наибольшем разбавлении урана равно 240 барн. Логарифмическая шкала резонансной полосы поглощения $\ln(E_0/E) \approx 5,6$ для

металла и 7,3 для оксидов. Обратная диффузионная длина для резонансных нейтронов есть $K_0=0,022\rho \text{ см}^{-1}$, где ρ (г/см^3). Поперечное сечение деления ^{239}Pu равно 664 барн, а поперечное сечение захвата (без деления) 361 барн. Количество вторичных нейтронов на одно деление ^{239}Pu равно 3,0.

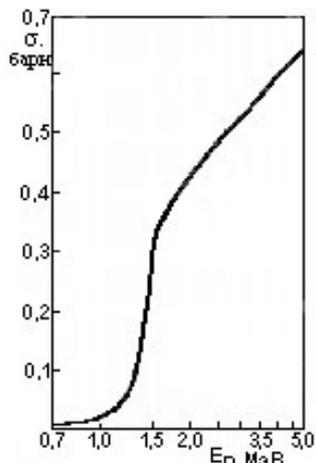


Рис. 20. Зависимость поперечного сечения деления естественной смеси изотопов урана от энергии нейтронов.

2.2 Стадии процесса деления

Деление начинается с образования составного ядра. Спустя примерно 10^{-14} секунды это ядро делится на два осколка, которые, ускоряясь под действием кулоновских сил, разлетаются в противоположные стороны. Ускоренное движение осколков заканчивается спустя 10^{-17} с с момента их образования. К этому времени они имеют суммарную кинетическую энергию примерно 170 МэВ и находятся на расстоянии друг от друга примерно 10^{-8} см, т. е. порядка размера атома. Часть энергии деления переходит в энергию возбуждения осколков деления, которые ведут себя как любые возбуждённые ядра - либо переходят в основные состояния, излучая гамма-кванты, либо испускают нуклоны и превращаются в новые ядра, которые также могут оказаться в возбуждённом состоянии и их поведение будет аналогично поведению ядер, образовавшихся при делении исходного составного ядра.

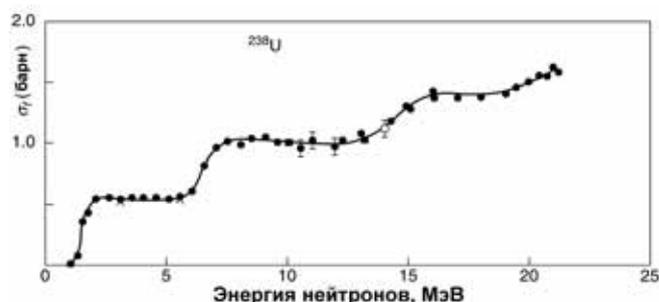


Рис. 21. Функция возбуждения деления для $n+^{238}\text{U}$ при энергиях от 1 до 22 МэВ.

Испускание ядром нуклона возможно лишь в случае, когда энергия возбуждения превышает энергию связи нуклона в ядре, тогда он испускается с большей вероятностью, чем гамма-квант, так как последний процесс протекает гораздо медленнее (электромагнитное взаимодействие намного слабее ядерного). Чаще всего испускаемым нуклоном является нейтрон, так как ему не нужно преодолевать кулоновский барьер при вылете из ядра, а для осколков деления это ещё вероятнее, так как они перегружены нейтронами, что приводит к понижению энергии связи последних. Энергия возбуждения осколков деления примерно равна 20 МэВ, что намного больше энергии связи нейтронов в осколках, а следовательно возможно испускание одного или двух нейтронов каждым из осколков спустя 10^{-17} – 10^{-14} секунды с момента их образования. В результате практически мгновенно после деления составного ядра осколки деления испускают два или три нейтрона, которые принято называть **мгновенными**.

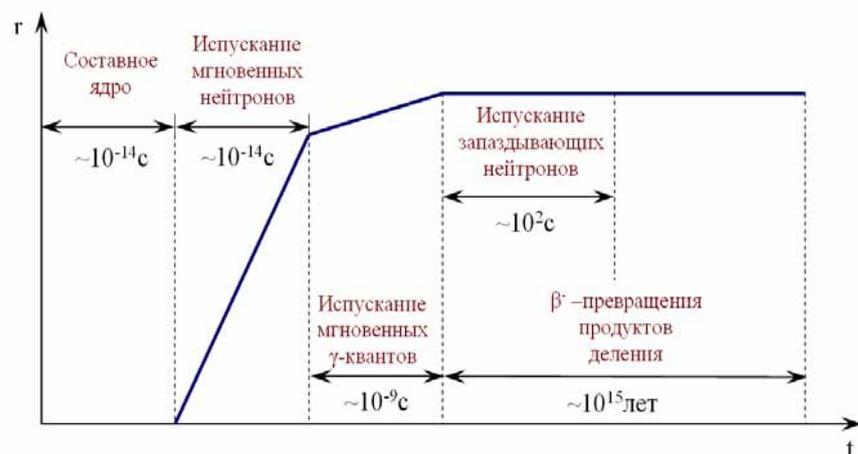


Рис. 22. Условное схематическое изображение стадий процесса деления (r - расстояние между образовавшимися ядрами, t - время протекания стадий).

Образовавшиеся ядра по-прежнему находятся в возбуждённых состояниях, однако в каждом из них энергия возбуждения меньше энергии связи нейтрона, поэтому остатки энергии возбуждения излучаются в виде γ -квантов спустя 10^{-14} – 10^{-9} секунды с момента испускания нейтронов, такие γ -кванты также называются **мгновенными**. В

дальнейшем движение осколков деления не связано с их превращениями. Так как они увлекают за собой все электроны исходного атома, из них образуются многозарядные ионы, кинетическая энергия которых тратится на ионизацию и возбуждение атомов среды, что вызывает их торможение. В результате ионы превращаются в нейтральные атомы с ядрами в основных энергетических состояниях. Такие атомы называются **продуктами деления**.

Продукты деления имеют ядра со всё ещё избыточным количеством нейтронов по сравнению со стабильными ядрами в той же области массовых чисел и являются таким образом β^- -радиоактивными, каждое из них служит началом серии β^- -превращений, заканчивающихся только при достижении стабильного состояния. Ядра одной серии составляют так называемую *цепочку распада*, состоящую в среднем из трёх β^- -переходов, скорость которых зависит от избытка нейтронов, уменьшается по мере приближения к стабильному состоянию и намного меньше рассмотренных выше стадий процесса деления. β^- -распад сопровождается испусканием антинейтрино. В результате β^- -распадов могут образовываться ядра в возбуждённых состояниях, которые переходят в основные состояния путём излучения гамма-квантов либо, крайне редко, превращаются в другие ядра путём испускания нейтронов. Такие нейтроны называются **запаздывающими**. Следует отметить, что в процессе деления возможно образование частиц, не упомянутых выше (например α -частиц), либо осколков деления в количестве, большем двух, однако эти события настолько маловероятны, что на практике обычно не рассматриваются.

2.3 Энергетика процесса деления

Деление тяжёлых ядер сопровождается выделением энергии. В тяжёлых ядрах из-за больших сил электростатического расталкивания нуклоны связаны друг с другом слабее, чем в осколках - ядрах середины периодической системы элементов. Поэтому масса тяжёлого ядра больше суммы масс образующихся осколков. Разница в массах соответствует энергии, выделяемой при делении. Значительная часть этой энергии выделяется в виде кинетической энергии осколков, равной энергии электростатического отталкивания двух соприкасающихся осколков в момент разрыва ядра на две части. Суммарная кинетическая энергия осколков несколько увеличивается по мере возрастания Z делящегося ядра и составляет для ядер U и трансурановых элементов величину Ядра атомного деления 200 МэВ. Осколки быстро тормозятся в среде, вызывая её нагревание, ионизацию и нарушая её структуру. После соответствующей химической обработки под микроскопом могут быть замечены характерные следы осколков деления. Преобразование кинетической энергии осколков деления в тепловую энергию (нагревание ими окружающей среды) является основой использования ядерной энергии

Энергия возбуждения фрагментов деления равна разности между общей выделившейся энергии, Q , и общей кинетической энергией фрагментов. Энергия возбуждения должна быть рассчитана для каждого осколка данной массы. Сделаем оценку распределения энергий. Для деления ^{235}U тепловыми нейтронами это соответствует 200 МэВ – 172 МэВ или около 28 МэВ (14% от общей выделившейся энергии) усреднённых по всем массам осколков. Среднее число испущенных мгновенных нейтронов равно 2,4 и каждый нейтрон имеет кинетическую энергию 2 МэВ тогда как испущенные фрагменты имеют среднюю энергию связи нейтрона 5,5 МэВ. Таким образом, около 18 МэВ ($=2,4 \times (2+5,5)$) энергии возбуждения фрагментов уносится мгновенными нейтронами. Эмиссия первичных фотонов уносит 7,5 МэВ, 2,5 МэВ уносится β -частицами, нейтрино, запаздывающими нейтронами и т.п.

Пример. Тепловые нейтроны с кинетической энергией - 0.025 эВ вызывают деление ^{235}U , но не ^{238}U . Почему?

Решение. Рассчитаем энергии, выделяемые при захвате нейтрона нуклидами ^{235}U и ^{238}U . (Это будет эквивалентно энергиям связи последнего нейтрона в ^{236}U и ^{239}U .) Для $^{235}\text{U}+n$ имеем $E_{\text{выдел}}=(M_{235}+M_n-M_{239})c^2=40.913+8.071-42.440=6.5$ МэВ. Для $^{238}\text{U}+n$, мы имеем $E_{\text{выдел}}=(M_{238}+M_n+M_{239})c^2=47.305+8.071-50.570=4.8$ МэВ. Барьер деления в $^{235,238}\text{U} \approx 5.7$ МэВ. Таким образом, в $^{235}\text{U}+n$, мы превышаем барьер нейтронами "нулевой энергии", в то время как для того, чтобы вызвать деление $^{238}\text{U}+n$ нужны 1-МэВ нейтроны. Этот пример предсказывает, что ^{235}U начнёт делиться даже если бомбардировать его нейтронами "отрицательной кинетической энергией". Где мы найдём такие нейтроны? Рассмотрим реакцию $^{235}\text{U}(d, p)$. Эта реакция эквивалентна добавлению нейтрона к ядру и соответствует добавлению "отрицательной кинетической энергии" нейтронам в ядре, позволяя изучать приборьерные явления в актинидах с нечётным A .

Как следует из теории составного ядра, минимальное значение энергии составного ядра E^* равно энергии связи нейтрона в этом ядре, ϵ_n , которая существенно зависит от чётности числа нейтронов в ядре: энергия связи чётного нейтрона гораздо больше энергии связи нечётного при приблизительно равных массовых числах ядра.

Табл. 3. Барьеры деления W_f и энергии связи ϵ_n нейтрона в некоторых тяжёлых ядрах.

Ядро W_f , МэВ	Ядро ϵ_n , МэВ
^{232}Th 5,9	^{233}Th 4,79
^{233}U 5,5	^{234}U 6,84
^{235}U 5,75	^{236}U 6,55
^{238}U 5,85	^{239}U 4,80
^{239}Pu 5,5	^{240}Pu 6,53

В **Табл. 3** для энергии связи приведены ядра, образующиеся путём присоединения нейтрона к ядрам из таблицы для порога деления, однако величина барьера деления слабо зависит от массового числа и состава ядра, поэтому такое качественное сравнение допустимо.

Сравнение величин из этих таблиц показывает что для разных ядер: $E^* > \varepsilon_n$, это означает, что деление возможно нейтронами с любой сколь угодно малой кинетической энергией. К этой группе относятся ядра с нечётным числом нейтронов (присоединяемый нейтрон - чётный): ^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu , которые принято называть **делящимися**; $E^* < \varepsilon_n$, это означает, что деление возможно лишь нейтронами с кинетической энергией, превышающей некое пороговое значение. К этой группе относятся ядра с чётным числом нейтронов (присоединяемый нейтрон - нечётный): ^{232}Th , ^{238}U , которые называют **пороговыми**. Значение пороговых энергий примерно равны 1,2 МэВ для ^{232}Th и 1 МэВ для ^{238}U . Для других, не указанных в таблице, ядер ситуация аналогичная - ядра с нечётным числом нейтронов делящиеся, с чётным - пороговые. Пороговые ядра не могут служить основой цепной ядерной реакции деления.

При делении тяжёлого ядра выделяется примерно 200 МэВ и более 80 % этой энергии составляет кинетическая энергия осколков деления. Остальная часть распределяется между нейтронами, гамма-квантами, β^- -частицами и антинейтрино. При этом соотношение между отдельными составляющими энергии деления слабо зависит от делящегося ядра и от энергии нейтрона, вызывающего процесс деления.

Превращающаяся в тепло энергия на один акт деления (200 МэВ), в перерасчёте на 1 г прореагировавшего ^{235}U даёт:

$$5 \times 10^{23} \text{ МэВ} = 1,94 \times 10^{10} \text{ кал} = 8,1 \times 10^{10} \text{ Дж} = 22,5 \text{ МВт} \cdot \text{ч} \approx 1 \text{ МВт} \cdot \text{сут}$$

Интересно, что около 5 % всей энергии деления уносится с антинейтрино и не может быть использовано.

Энергия осколков деления, мгновенных гамма-квантов и нейтронов превращается в тепло практически мгновенно. Энергия β^- -распада, составляющая примерно 7% всей энергии деления, выделяется постепенно в течение длительного времени, так как β^- -распады происходят значительно позже момента деления ядра. Это запаздывание приводит к так называемому **остаточному энерговыделению** в остановленном ядерном реакторе, которое (в случае его работы на большой мощности) после остановки настолько велико, что необходимо принимать меры для охлаждения реактора. Причём вначале остаточное энерговыделение уменьшается довольно быстро: треть за 1 минуту, 60% - за 1 час, около 75% - за 1 сутки. Затем энергия выделяется всё медленнее, вследствие чего отработавшее в реакторе ядерное топливо обладает настолько большой радиоактивностью и, соответственно, остаточным энерговыделением, что требует длительной (по нескольку лет) выдержки в специальных бассейнах с охлаждением.

Табл. 4. Распределение энергии деления, МэВ

Ядро	Кинетическая энергия осколков	Энергия мгновенных гамма-квантов	Энергия запаздывающих гамма-квантов	Энергия нейтронов	Энергия бета-частиц	Энергия антинейтрино	Суммарная энергия
^{233}U	160,5	7,0	7,0	5,0	9,0	10	198,5
^{235}U	166,0	7,2	7,2	4,9	9,0	10	204,1
^{239}Pu	171,5	7,0	7,0	5,8	9,0	10	210,3

Общая энергия, высвобождающаяся при делении урана-235, равна 195 МэВ. Энергия распределяется между осколками деления, γ -излучением, испускаемым в момент деления, и энергией распада радиоактивных продуктов деления в соотношении, показанном в **Табл. 5**.

Табл. 5. Распределение энергии, высвобождённой при делении ^{235}U тепловыми нейтронами.

Виды энергии	МэВ	%
Кинетическая (осколков деления)	162	83
Кинетическая (нейтронов)	6	3,1
γ -излучение в момент деления	6	3,1
γ -излучение продуктов деления	5	2,6
β^- - распад продуктов деления	5	2,6
Нейтрино, связанное с β^- -распадом	11	5,6
Всего	195	100

Энергию, высвобождаемую при делении одного атома урана и равную $195 \cdot 10^6$ МэВ, интересно сопоставить с 4 эВ, высвобождаемыми при сгорании одного атома углерода.

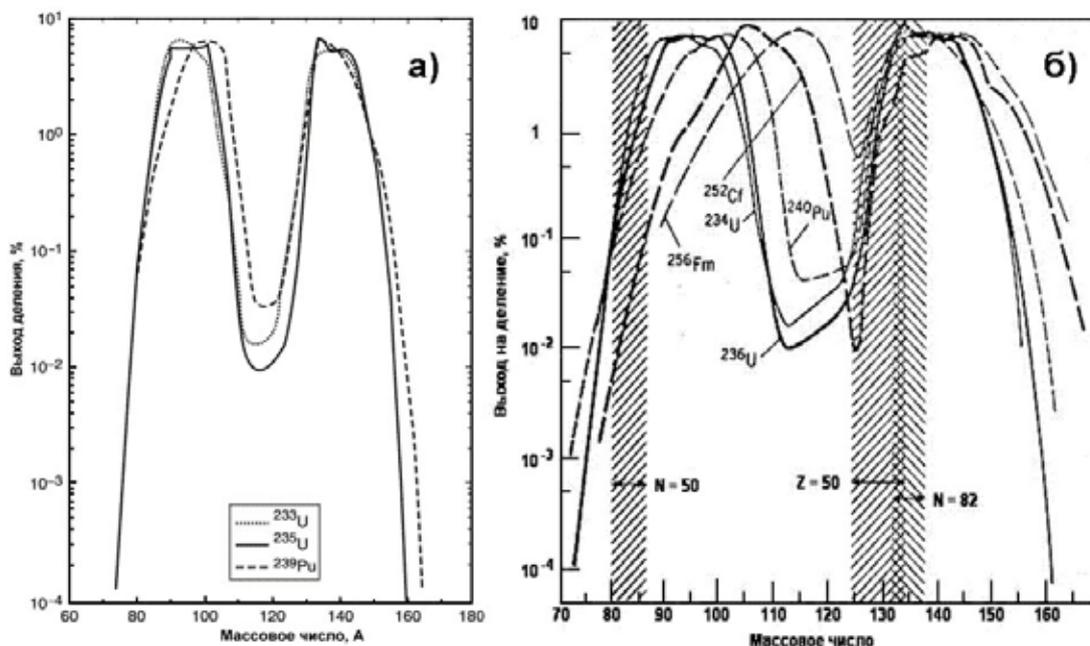


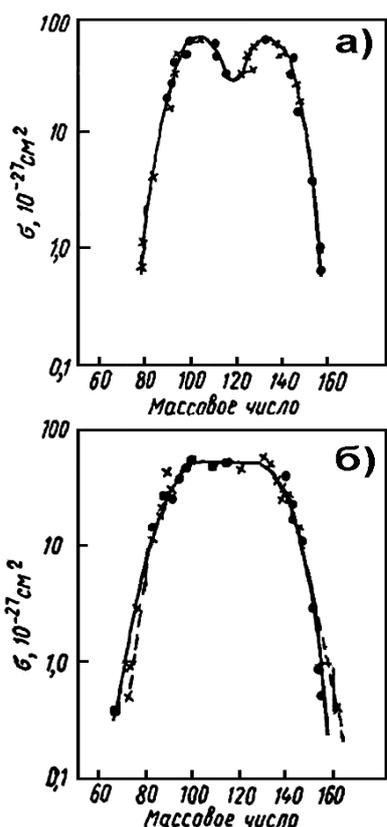
Рис. 23. Распределения масс фрагментов при делении нейтронами: а - ^{233}U , ^{235}U и ^{239}Pu , деление тепловыми нейтронами; б - Массовые распределения осколков деления тепловыми нейтронами ^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu и спонтанного деления ^{252}Cf , ^{256}Fm . Заштрихованные области указывают приблизительное расположение ядер с замкнутыми оболочками

2.4 Продукты деления

При делении образуется несколько десятков пар осколков преимущественно неравной массы. Образующиеся в процессе деления ядер осколки находятся в широком диапазоне массовых чисел: примерно от 70 до 160 а. е. Они перегружены нейтронами и переходят в стабильное состояние после нескольких последовательных β -распадов. Около 29% всех осколков - газообразные Кг и Хе.

Так как при делении разрыв шейки ядра может происходить по-разному, то масса, заряд и энергия возбуждения осколков флуктуируют от одного акта деления к другому.

Первым большим сюрпризом в ранних изучениях деления оказалось распределение масс осколков. Капельная модель предсказывала самый большой энергетический выход и, поэтому, наиболее вероятное симметричное распределение масс, т. е. $M_{\text{тяж}}/M_{\text{лег}}=1.0$. Однако исследования



вынужденного деления урана и плутония (а потом и спонтанного деления ^{252}Cf) тепловыми нейтронами показали, что наиболее вероятное разделение массы асимметрично ($M_{\text{тяж}}/M_{\text{лег}}=1.3-1.5$). В случае наиболее вероятного деления ^{235}U отношение масс осколков равно 1.46. Тяжелый осколок при этом имеет массовое число 139, легкий - 95. Деление на два осколка с такими массами не является единственно возможным - среди продуктов деления были обнаружены осколки с $A=72-161$ и $Z=30-65$. Эту ситуацию демонстрирует **Рис. 23а**, где показаны распределения масс осколков для деления тепловыми нейтронами “нуклидов большой тройки” ^{233}U , ^{235}U , и ^{239}Pu . Симметричное деление подавлено на два порядка величины относительно асимметричного. Обратите внимание на отношение пик - долина распределений.

Капельная модель не исключает возможности асимметричного деления, однако, даже качественно не объясняет основных закономерностей такого деления. Асимметричное деление (деление называется асимметричным, когда отношение масс наиболее часто возникающих осколков равно 1,5) можно объяснить влиянием оболочечной структуры ядра. Ядро стремится разделиться таким образом, чтобы основная часть нуклонов осколка образовала устойчивый магический остов.

Рис. 24. Распределения по массам осколков деления урана-235 нейтронами. а) Быстрые нейтроны с энергией 32 МэВ; б) Сверхбыстрые нейтроны с энергией 150 МэВ.

Вынужденное деление слабо возбужденных ядер и спонтанное деление происходят не симметрично: отношение масс легкого и тяжелого осколков равно примерно 2/3 (двугорбая массовая кривая). При

повышении энергии возбуждения деление постепенно симметризуется, и кривая распределения осколков по массам становится одногорбой (**Рис. 24**).

По мере увеличения энергии возбуждения ядра всё большую роль начинает играть симметричное деление на два осколка с примерно равной массой. Для некоторых спонтанно делящихся ядер (U, Pu) характерно асимметричное деление, но по мере увеличения A деление приближается к симметричному. Наиболее отчётливо это проявляется у ^{256}Fm . Значительно реже наблюдается деление на 3 осколка, обычно сопровождающееся испусканием α -частицы, ядер ^6He , ^8He , Li, Be и др. Предельный случай — деление на 3 равных осколка - наблюдался при бомбардировке ядер ускоренными тяжёлыми ионами (^{40}Ar и др.).

Рассмотрим теперь распределение осколков деления по энергиям и массам.

В качестве первого приближения полагают, что кинетические энергии фрагментов деления определяются кулоновским отталкиванием продуктов деления после раскола ядра:

$$TKE = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{1,8(A_1^{1/3} + A_2^{1/3})}, \quad \text{МэВ} \quad (16)$$

где Z_1, A_1, Z_2, A_2 – атомные и массовые числа двух фрагментов. Множитель 1.8 (вместо обычного значения для r_0 1.2) возник из того факта, что продукты деления обычно деформированы.

В процессе деления ядра освобождается энергия $Q \approx 200$ МэВ, значительную часть которой (~ 170 МэВ) уносят осколки в форме кинетической энергии. Осколки, образующиеся при делении, сильно перегружены нейтронами, вследствие чего они дают начало β -радиоактивным цепочкам из продуктов деления, а также испускают мгновенные (2-3 на один акт деления ^{92}U) и запаздывающие ($\sim 1\%$ мгновенных) нейтроны. Число вторичных нейтронов, испускаемых в процессе вынужденного и спонтанного деления (для обоих случаев) $\nu = 2,2 \pm 0,3$.

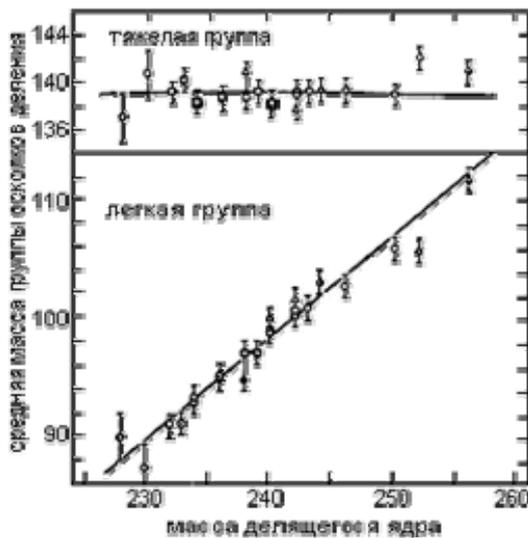


Рис. 25. Средние массы лёгких и тяжёлых фрагментов как функция масс делящихся систем.

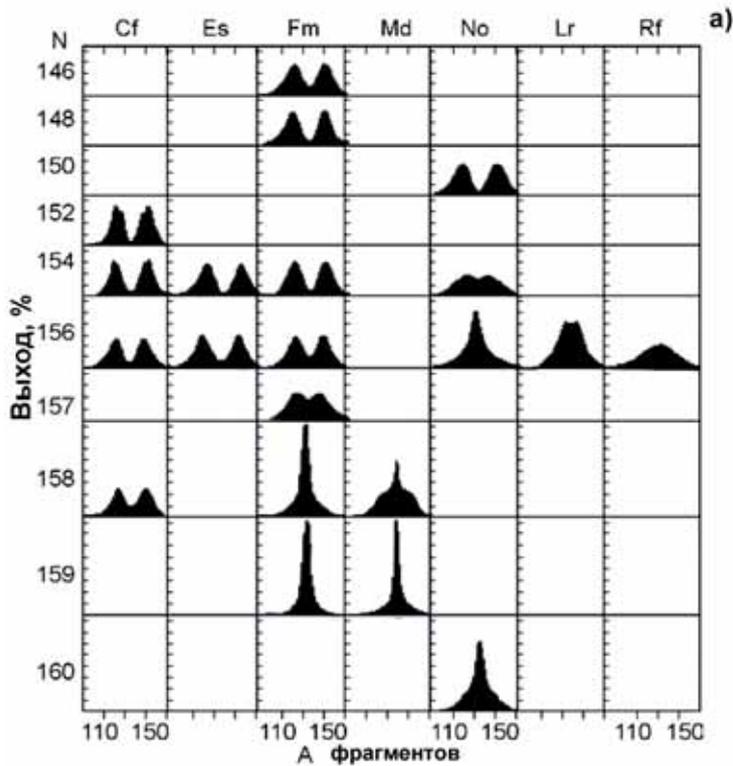
На **Рис. 25** показаны массовые распределения осколков деления ^{234}U и более тяжелых ядер. Видно, что массовые распределения тяжелых осколков близки, в то время как средняя масса легких осколков меняется от ~ 90 у ^{234}U до ~ 114 у ^{256}Fm . Это особенно хорошо видно на **Рис. 236**.

Средняя масса легкой группы практически линейно растет с ростом массы делящегося ядра, в то время как средняя масса тяжелой группы остается практически неизменной ($A \approx 140$). Таким образом, практически все добавочные нуклоны идут в легкие осколки. На **Рис. 236** заштрихованы области ядер с магическими числами протонов и нейтронов. Для $Z=50$ стабильным ядрам соответствует $Z/A \approx 0,4$ ($A=125$). Нейтроноизбыточные осколки деления имеют Z/A до $\sim 0,38$ ($A=132$), т.е. около 7 "лишних" нейтрона. Как раз на краю тяжелой группы осколков находится дважды магическое ядро ^{132}Sn ($Z=50, N=82$). Это исключительно стабильная конфигурация определяет нижний край массового распределения тяжелых осколков. Для лёгких осколков этого эффекта нет. Массовое распределение лёгких осколков практически не попадает в область даже одного магического числа $N=50$ и существенно меньше определяется оболочечными эффектами. Оно формируется из нуклонов "оставшихся" после формирования тяжёлого осколка.

Основные свойства процесса деления могут быть объяснены при помощи капельной модели ядра, которая позволяет вычислить Q , понять роль параметра деления Z^2/A и объяснить природу спонтанного деления.

При увеличении массы делящейся системы, положение тяжелого пика в распределении масс осколков остается постоянным в то время как положение пиков лёгких осколков увеличивается с увеличением массы делящегося ядра. Это наблюдение, наряду с наблюдением, что более низкий край пика тяжелых фрагментов поставлен на якорь при $A=132$, предполагает, что предпочтение асимметричному делению вызвано специальной стабильностью одного осколка с $Z=50, N=82$, дважды магического сферического ядра.

Деление ядер может происходить многими путями. Всего при делении образуется около 80 радиоактивных различных ядер-осколков, которые в процессе β -распада преобразуются в другие ядра - продукты деления. Довольно хорошо изучено 60 цепочек, в составе которых обнаружено около 200 продуктов деления (средняя длина цепочки составляет 3-4 звена). Ниже приведены три примера длинных цепочек радиоактивных превращений осколков деления. В процессе последовательных β -переходов заряд первичного осколка может изменяться на 4 - 6 единиц.



а) цепочек радиоактивных превращений осколков деления. В процессе последовательных β -переходов заряд первичного осколка может изменяться на 4 - 6 единиц.

Рис. 26. Схематическое представление распределений масс фрагментов при спонтанном делении трансберклиевых нуклидов.

Свидетельство влияния "магической" (оболочечная модель) конфигурации на распределение масс осколков деления найдено в распределениях масс фрагмента для спонтанного деления (**Рис. 26**) и вынужденного низкоэнергетического деления "преактинидов" (**Рис. 11.16**). В случае спонтанного деления, резкий переход от асимметричного к симметричному делению происходит при переходе от ^{257}Fm к ^{258}Fm . Добавление единственного нейтрона к ядру вызывает большое изменение в распределении масс осколков. Точно так же изменение двух протонов в движении от ^{225}Ac до ^{227}Pa заставляет распределение масс смещаться от вполне симметричного к

асимметричному. Эти изменения происходят в нейтронных и протонных числах, которые - не магические для сферических ядер. Дело в том, что делящаяся система и сами фрагменты первоначально весьма искажены. Магические числа - конфигурации стабильности - ожидаемы для искаженных ядер, т.к. отражают фактические изменения конфигураций с деформацией.

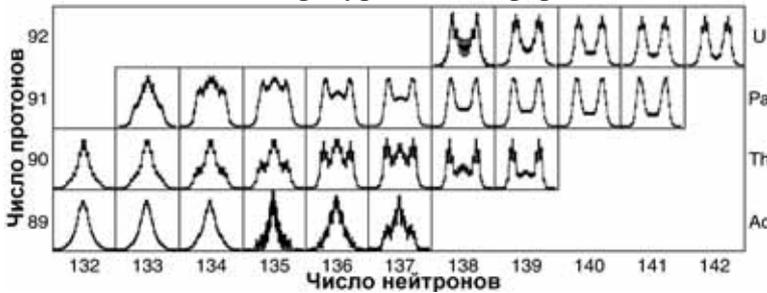
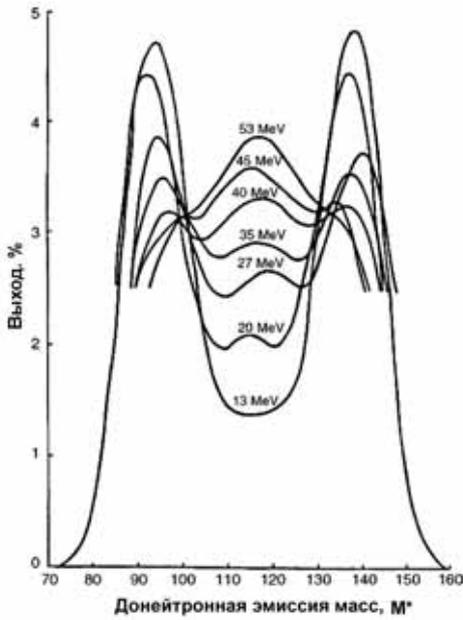


Рис. 27. Распределения атомных номеров (Z) для низкоэнергетического деления некоторых ядер актинидов.

Качественно, если эти объяснения распределения масс осколков деления низко энергетического вынужденного деления корректны, можно ожидать, что поскольку энергия возбуждения делящейся системы возрастает, влияние основного состояния оболочечной структуры возникающих осколков уменьшается, и распределение масс продуктов показывает большее количество симметричного деления. Действительно, при высоких энергиях все ядра делятся симметрично (**Рис. 28**).

Если построить выход фрагментов деления в зависимости от их атомных номеров (**Рис. 27**), результат будет похож на распределение масс фрагментов деления. Ядерная материя не очень поляризуема и, в первом приближении, протоны делятся подобно нейтронам. Первичные фрагменты деления таким образом имеют нейтронные/протонные отношения подобно таковому у делящейся системы и таким образом лежат на богатой нейтронами стороне β - стабильности. Увеличенные выходы для нуклидов с чётными Z нуклиды относительно нечетных Z нуклидов наблюдаются (**Рис. 29**) из-за стабилизации от протонного спаривания. Выход конкретного нуклида деления называется его независимым выходом.

Рис. 28. Распределение масс при делении тория протонами (реакция $^{232}\text{Th}(p,f)$)



Независимый выход изобар при делении имеет Гауссовскую форму:

$$P(Z) = \frac{1}{\sqrt{c\pi}} \exp\left[-\frac{(Z - Z_p)^2}{c}\right] \quad (17)$$

где среднее значение $c=0,8$ для низкоэнергетического деления и Z_p наиболее вероятный атомный номер первичного фрагмента (не целый) для его изобара. Следствием малого значения c является то, что для данного A только несколько изобар будут давать значительный выход. Два эффекта определяют преимущественно узкие распределения Z : а) высокие энергетические затраты непереподобного раскола зарядов; б) существование основных состояний корреляций между нейтронами и протонами во фрагментах.

В процессе деления основная часть энергии освобождается в виде кинетической энергии осколков деления. Такой вывод можно сделать из того, что кулоновская энергия двух соприкасающихся осколков приблизительно равна энергии деления. Под действием электрических сил отталкивания кулоновская энергия осколков переходит в кинетическую энергию. Поскольку образующиеся осколки имеют различные массы, то они будут иметь различные величины кинетической энергии.

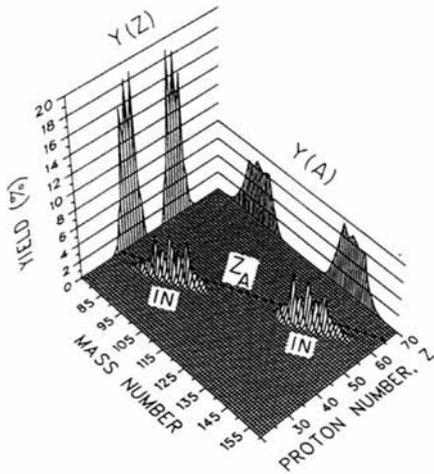


Рис. 29. Выход продуктов деления ^{235}U тепловыми нейтронами.

Между кинетическими энергиями E осколков и их массами M существует соотношение, вытекающее из закона сохранения импульса:

$$E_l/E_t = M_t/M_l \quad (18)$$

где E_l и M_l относятся к легкому осколку, а E_t и M_t - к тяжелому. Пользуясь этим соотношением, можно из распределения осколков по энергии (Рис. 30) получить массовое распределение осколков. Параметры энергетического распределения, а также некоторые другие характеристики осколков деления ^{235}U тепловыми нейтронами приведены в Табл. 6.

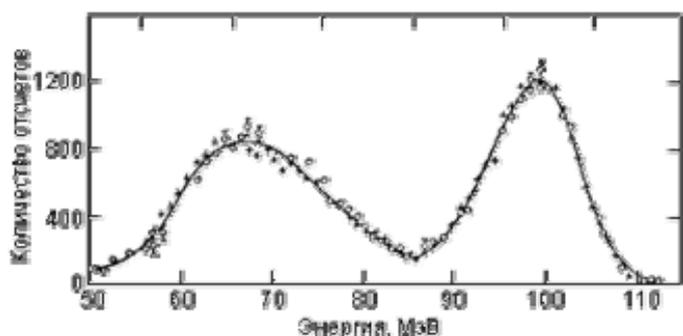
Табл. 6. Характеристики легкого и тяжелого осколков для наиболее вероятного деления ^{235}U тепловыми нейтронами

Характеристика	Легкий осколок	Тяжелый осколок
Массовое число A	95	139
Электрический заряд Z	38	54
Кинетическая энергия E , МэВ	100	67
Пробег в воздухе при нормальных условиях, мм	27	21

Кинетическая энергия осколков деления сравнительно мало зависит от энергии возбуждения делящегося ядра, так как излишняя энергия обычно, идет на возбуждение внутреннего состояния осколков.

Рис. 30. Распределение по энергии осколков деления ^{235}U тепловыми нейтронами

В процессе деления выделяется энергия примерно равная 200 МэВ. Подавляющая часть этой энергии приходится на кинетическую энергию Q_{fk} осколков, приобретаемую ими в результате кулоновского



расталкивания. Энергия кулоновского взаимодействия осколков в момент их образования определяется кулоновским барьером и составляет

$$U_k = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{R_1 + R_2} \quad (19)$$

где: Z_1 и Z_2 – заряды осколков, а R_1 и R_2 – их радиусы. Подсчёт энергии по этой формуле для пары наиболее вероятных осколков дает величину ~ 170 МэВ.

Фрагменты деления имеют значительные угловые моменты. Поэтому одно из свойств фрагментов деления – угловое распределение. Деление обычно рассматривается, как "медленный" процесс, в котором делящееся ядро находится в статистическом равновесии. Угловое распределение фрагментов деления будет, поэтому, симметрически относительно плоскости перпендикулярной к направлению движения делящейся системы, т. е. угловые распределения фрагментов будут симметрические приблизительно 90° в системе координат делящейся системы. Например, при делении, вызванным тяжёлым ионом, фрагменты испускаются преимущественно вперёд и обратно относительно направления движения делящейся системы. В этом случае включаются реакции, в которых делящаяся система имеет значительный угловой момент ($\sim 36\hbar$), распределение напоминает функцию $1/\sin(\theta)$. Другой аспект пространственного распределения фрагментов деления – угловая корреляция между двумя фрагментами деления. Когда случается деление, два фрагмента разлетаются под углом 180° друг к другу (для сохранения углового момента). Если делящееся ядро находится в движении, то начальный импульс делящейся системы должен распределиться между двумя фрагментами, чтобы дать окончательные (лабораторная система) импульсы фрагментам.

Пример. Рассмотрим деление ядра после термоядерной реакции синтеза. Пусть 240-МэВ ионы ^{32}S взаимодействуют с ^{181}Ta , с образованием делящегося ^{213}Ac . Какова будет угловая корреляция между фрагментами, если полный линейный импульс снаряда был передан делящейся системе?



Импульс составного ядра

$$P = \sqrt{2mT} = \sqrt{2 \cdot 32 \cdot 240} = 123,9 \text{ (МэВ} \cdot \text{а.е.м.)}^{1/2}$$

Для симметричного деления ^{213}Ac

$$TKE = \frac{(89/2)^2 e^2}{1,8(213/2)^{1/3}(2)} = 167 \text{ МэВ}$$

Импульс каждого фрагмента тогда

$$P = \sqrt{2mT} = \left[2 \left(\frac{213}{2} \right) \left(\frac{167}{2} \right) \right]^{1/3} = 133,4 \text{ (МэВ} \cdot \text{а.е.м.)}^{1/2}$$

Половина корреляционного угла:

$$\theta = \tan^{-1} (133,4/123,9/2) = 65^\circ$$

Угол корреляции $2\theta = 130^\circ$.

Дальнейшая судьба осколков связана с β -распадом и испусканием различных видов излучений.

Цепочки превращений, сопровождающих распад осколков деления, имеют различную длину, но среднее число электронов и антинейтрино, испускающихся на один акт деления равно шести. В процессе β -переходов осколков и продуктов деления испускаются антинейтрино и γ -кванты.

Периоды полураспада у различных продуктов деления очень сильно отличаются. Поэтому интегральная активность продуктов деления убывает со временем по очень сложному закону, который, однако, можно передать сравнительно простой эмпирической формулой:

$$E_{\beta\gamma} \approx 2,7 \times 10^{-6} t^{-1,2} \text{ МэВ/сек} \quad (20)$$

где t – время в сутках. При этом средняя энергия γ -квантов равна 0,7 МэВ, средняя энергия β -частиц – 0,4 МэВ, а полная энергия (β - и γ -частиц, выделяемая на один акт деления, – около 10 МэВ (по 5 МэВ на электроны и γ -кванты). Примерно 10 МэВ уносят антинейтрино, которые испускаются в процессе β -распада осколков. Суммарная энергия β -распада 20 МэВ. Согласно формуле (22), большая часть этой энергии выделяется вскоре после окончания деления.

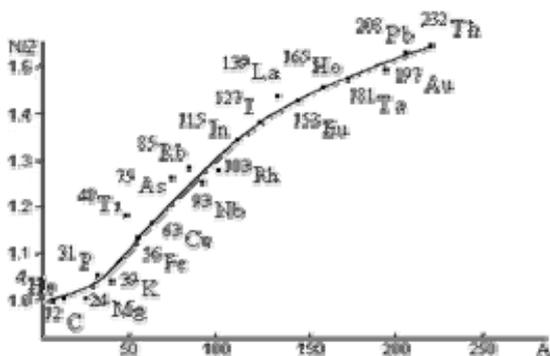
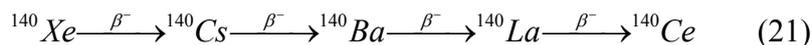


Рис. 31. Отношение числа нейтронов N к числу протонов Z в зависимости от массового числа A для ядер долины стабильности

Поясним причину, почему осколки в основном β -радиоактивны, на примере деления ядра ^{235}U . Отношение числа нейтронов к числу протонов в ядре ^{235}U равно 1.55, в то время как у стабильных элементов, имеющих массу, близкую к массе осколков деления, это отношение 1.25-1.45. Следовательно, осколки деления сильно перегружены нейтронами и должны быть неустойчивы к β^- -распаду. Действительно, осколки деления испытывают последовательный β^- -распад, причем заряд первичного осколка может меняться на 4-6 единиц.

В обсуждении деления часто используются термины кумулятивный выход и независимый выход. Независимый выход нуклида относится к его появлению, выход нуклида как первичного продукта деления. Поскольку продукты деления все β^- - излучатели, они распадаются по направлению дна долины β^- -стабильности, генерируя несколько различных членов изобарических рядов, так, например, для фрагментов с $A=140$:



Выход каждого члена изобарического ряда суммируются по мере развития β распада с выходами своих предшественников. Такие выходы называются кумулятивными выходами. Например, кумулятивный выход цепи 140 массы при делении ^{235}U тепловыми нейтронами равен 6,25%.

Пример. Чему равен независимый выход ^{140}Ba при делении ^{235}U тепловыми нейтронами?

Решение. Фракционный независимый выход задаётся:

$$P(Z) = \frac{1}{\sqrt{c\pi}} \exp\left[-\frac{(Z - Z_p)^2}{c}\right]$$

Для цепи 140-ой массы, $Z_p=54,55$. Заметим, что это табулированное значение $Z_p/A=54,55/140$ очень близко к таковому для делящейся системы 92/236, так что отношение N/Z фрагментов примерно одинаково для всех делящихся систем. Эта идея названа UCD (неизменяемое зарядовое распределение). Следовательно

$$P(56) = \frac{1}{\sqrt{0,8\pi}} \exp\left[-\frac{(56 - 54,55)^2}{0,8}\right] = 4,56 * 10^{-2}$$

Выход $^{140}\text{Ba}=6,25 \times 0,0456=0,28\%$.

Фракционный кумулятивный выход (FCY) ^{140}Ba определяется как

$$FCY = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{Z+1/2} \exp\left[-\frac{(n - Z_p)^2}{2\sigma^2}\right] dn \quad \text{где гауссовский параметр } \sigma \text{ связан с соотношением Шепарда}$$

$$c = 2\left(\sigma^2 + \frac{1}{12}\right). \text{ Взятие интеграла даёт } FCY=0,9978.$$

2.5 Испускание при делении нейтронов и γ -квантов

Полная энергия, выделяемая при одном акте деления, ~ 200 МэВ. Она распределяется следующим образом: 82% - кинетическая энергия осколков, 3% энергии уносят γ -лучи деления, 6% - β - и γ -кванты распадающихся осколков, 9%-нейтроны деления и γ -кванты.

Существуют два вида испускаемых нейтронов: мгновенные и запаздывающий. Мгновенные нейтроны испускаются движущимися осколками, запаздывающие - остановившимися продуктами деления поле предварительного β^- -распада. Спектр мгновенных нейтронов деления непрерывный, а запаздывающие нейтроны образуют несколько моноэнергетических групп.

Число нейтронов ν , испущенных при делении, флуктуирует, как и массы и энергии осколков. При бомбардировке U медленными нейтронами число нейтронов на 1 акт деления $\nu = 2,5$. Для более тяжёлых элементов ν увеличивается. Значительное превышение ν над 1 - чрезвычайно важный факт. Именно это обстоятельство позволяет осуществлять ядерную цепную реакцию и накапливать в ядерных реакторах энергию, выделяющуюся при делении в макроскопических масштабах. Приближённо энергетический спектр нейтронов можно считать максвелловским со средней энергией 1,3 МэВ.

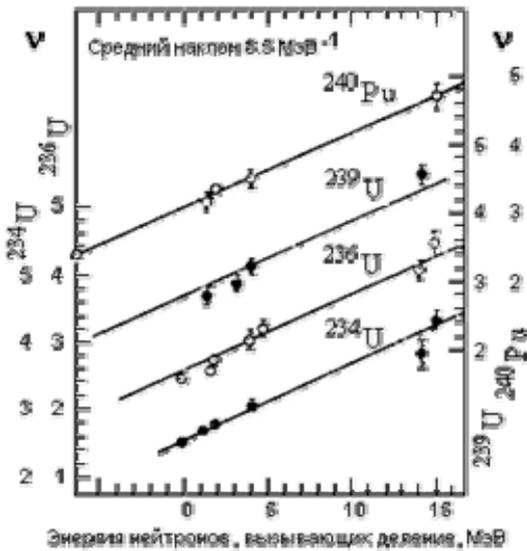
Мгновенные нейтроны - нейтроны, испускаемые осколками деления практически мгновенно после деления составного ядра, в отличие от запаздывающих нейтронов, испускаемых продуктами деления через некоторое время после этого. Испускание нейтронов осколками деления - одна из важнейших особенностей процесса деления тяжёлых ядер. Именно она позволяет создать при определённых условиях цепную реакцию деления. Количество нейтронов, испускаемых в одном акте деления - случайная величина, распределённая примерно по закону Гаусса около среднего значения (2-3 нейтрона на одно делящееся ядро). Мгновенные нейтроны составляют более 99% нейтронов деления.

При делении первичный нейтрон поглощается ядром, в результате образуются обычно два радиоактивных осколка и испускается в среднем ν вторичных нейтронов и несколько γ -квантов. Нарушение в

осколках характерного для стабильных ядер соотношения числа протонов и нейтронов, приводит к вылету мгновенных нейтронов деления. Эти нейтроны испускаются возбужденными движущимися осколками за время, меньшее, чем $4 \cdot 10^{-14}$ с. В Табл. 7 показаны результаты измерения среднего количества мгновенных нейтронов ν , образующихся в одном акте деления. В среднем в каждом акте деления испускается 2-3 мгновенных нейтрона.

Табл. 7. Среднее количество мгновенных нейтронов ν , образующихся в одном акте деления

Ядро	Вынужденное деление			Спонтанное деление					
	$^{233}\text{U} + n$	$^{235}\text{U} + n$	$^{239}\text{Pu} + n$	^{238}Pu	^{240}Pu	^{242}Pu	^{242}Cm	^{244}Cm	^{252}Cf
ν	2.58	2.47	3.05	2.33	2.26	2.18	2.65	2.80	3.87



При увеличении энергии возбуждения среднее количество мгновенных нейтронов растет (Рис. 32), увеличивается оно и при увеличении массы делящегося ядра.

Рис. 32. Зависимость среднего количества мгновенных нейтронов от энергии нейтронов, вызывающих деление.

Табл. 8. Зависимость среднего числа нейтронов, испускаемых при делении от энергии нейтронов, вызывающих деление для различных ядер.

E	^{233}U	^{235}U	^{239}Pu
0,025 эВ	2,479	2,416	2,862
1 МэВ	2,56	2,55	3,02
2 МэВ	2,67	2,67	3,15
3 МэВ	2,82	2,78	3,27
4 МэВ	2,97	2,95	3,40

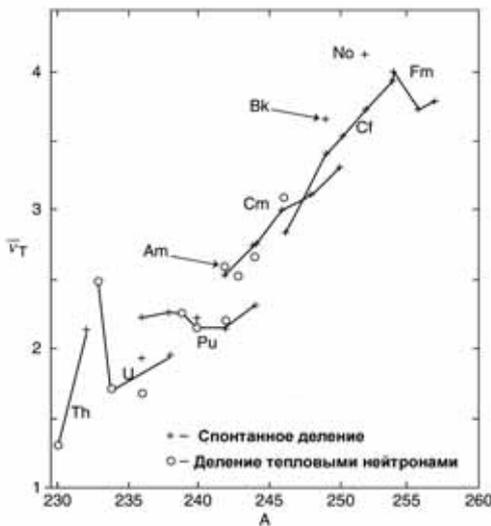


Рис. 33. Среднее общее число нейтронов ν_T как функция массового числа делящейся системы спонтанного деления и деления тепловыми нейтронами. Значения для деления тепловыми нейтронами скорректированы на нулевую энергию возбуждения (спонтанное деление), $d\nu/dt=0,12$ МэВ $^{-1}$.

При испускании нейтрона энергия возбуждения осколка деления уменьшается примерно на величину, равную сумме энергии связи нейтрона в ядре (5 МэВ) и кинетической энергии испускаемого нейтрона (2 МэВ). Величина ν возрастает приблизительно на единицу при увеличении энергии нейтрона, вызывающего процесс деления, на каждые 7 МэВ.

Энергетический спектр нейтронов деления непрерывный, он практически одинаков для всех изотопов и почти не зависит от энергии падающих нейтронов. Он простирается от 0,01 до 10 МэВ (максимумом 0,7 МэВ, среднее - 2 МэВ). Встречаются энергии до 18 МэВ, но их мало. Угловое распределение изотропно. Мгновенные нейтроны испускаются осколками деления равновероятно по всем направлениям, однако из-за движения осколков угловое распределение нейтронов в лабораторной системе координат имеет максимум в направлении движения лёгкого осколка и несколько меньший максимум в направлении движения тяжёлого осколка. Отношение максимального значения к минимальному в угловом распределении равно примерно 5 и зависит от ядра-мишени.

Энергетический спектр нейтронов аппроксимируется соотношением

$$N(T) \sim (\epsilon)^{1/2} \exp(-\epsilon/k), \quad (22)$$

где ϵ - кинетическая энергия нейтронов в МэВ.

$k= 131, 129, 133$ для $^{233}\text{U}, ^{235}\text{U}, ^{239}\text{Pu}$, соответственно.

Это соотношение получено в предположении, что нейтроны испускаются движущимися осколками. Хорошее описание экспериментальных данных, показывает, что нейтроны испускаются после того, как ядро разделилось.

Замечание. Спектр мгновенных нейтронов часто аппроксимируют другими формулами, например, или $f(T) \approx e^{-T} sh\sqrt{2T}$, где E' -энергия нейтронов (в МэВ).

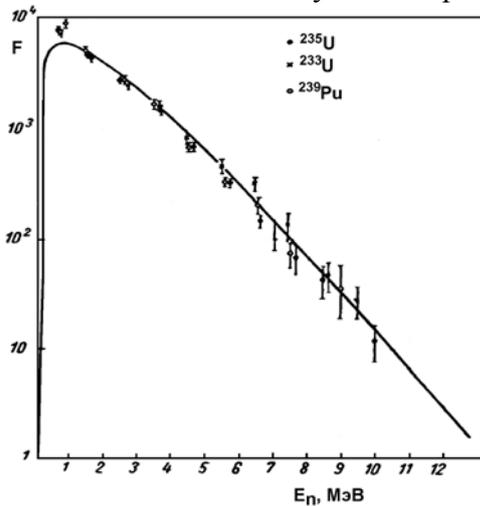


Рис. 34. Спектр вторичных нейтронов, выделяющихся при делении урана.

Спектры нейтронов разных делящихся ядер практически не отличаются друг от друга. Средняя энергия нейтронов деления для всех ядер возрастает при увеличении среднего числа нейтронов деления, однако этот рост довольно незначителен и при практических расчётах обычно не учитывается.

Мгновенные нейтроны испускаются из полностью ускоренных фрагментов после раскола ядра. Число этих нейтронов $\nu_T=2,4$ в случае ^{235}U как функция масс делящихся нуклидов показано на **Рис. 33**. Общее увеличение ν_T с массой делящейся системы вызвано увеличением энергии возбуждения фрагментов. Для очень тяжёлых нуклидов ($Z \sim 114$) $\nu_T=7$, что делает критическую массу самопроизвольного деления очень малой.

Пример. Оценим ν_T для деления $^{298}142$. Будем считать, что ядро делится симметрично.

Общее энерговыделение можно оценить по современной масс формуле как 311 МэВ. Общая кинетическая энергия фрагментов:

$$TKE = \frac{57 \cdot 57 \cdot 1,44}{1,8 \cdot 2 \cdot \sqrt[3]{149}} = 245 \text{ МэВ}$$

Общая энергия возбуждения фрагментов $311-245=66$ МэВ. Поскольку γ -лучи и β -частицы испускаются унося энергию не испущенную как нейтроны, мы можем считать эту энергию той же самой как в $^{235}\text{U}(n_{th},f)$ или 10 МэВ. Энергия возбуждения нейтронов $66-10=56$ МэВ. Энергия связи нейтрона в типичном фрагменте 6 МэВ. Отсюда $\nu_T=56(6+2)=7$.

Запаздывающие нейтроны - нейтроны, испускаемые продуктами деления через некоторое время (от нескольких миллисекунд до нескольких минут) после реакции деления тяжёлых ядер, в отличие от мгновенных нейтронов, испускаемых практически мгновенно после деления составного ядра. Запаздывающие нейтроны составляют менее 1% испускаемых нейтронов деления, однако, несмотря на столь малый выход, играют огромную роль в ядерных реакторах. Благодаря большому запаздыванию такие нейтроны существенно (на 2 порядка и более) увеличивают время жизни нейтронов одного поколения в реакторе и тем самым создают возможность управления самоподдерживающейся цепной реакцией деления.

В результате деления тяжелых ядер нейтронами образуются осколки деления в возбуждённом состоянии, претерпевающие β^- -распады. В очень редких случаях в цепочке таких β^- -превращений образуется ядро с энергией возбуждения, превышающей энергию связи нейтрона в этом ядре. Такие ядра могут испускать нейтроны, которые называются **запаздывающими**. Испускание запаздывающего нейтрона конкурирует с гамма-излучением, но если ядро сильно перегружено нейтронами, более вероятным будет испускание нейтрона. Это значит, что запаздывающие нейтроны излучаются ядрами, находящимися ближе к началам цепочек распада, так как там особенно малы энергии связи нейтронов в ядрах. Ядро, образовавшееся при испускании запаздывающего нейтрона, может находиться либо в основном, либо в возбуждённом состоянии. В последнем случае возбуждение снимается гамма-излучением.

Небольшое количество нейтронов (запаздывающие нейтроны) испускаются после деления из возбуждённых ядер, образующихся при β -распаде осколков. Их интенсивность спадает экспоненциально со временем. Имеется 6 групп запаздывающих нейтронов со средними временами запаздывания от десятых долей секунды до одной минуты. Среднее число нейтронов, образующихся при делении, зависит от сорта ядра-мишени и энергии налетающего нейтрона.

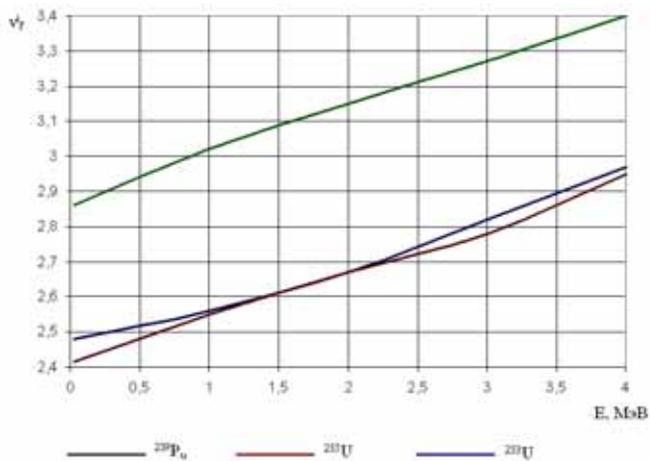


Рис. 35. Зависимость среднего числа нейтронов, испускаемых при делении от энергии нейтронов, вызывающих деление для различных ядер.

Составное ядро $(Z,N)^*$ называется **предшественником** запаздывающих нейтронов, а ядро $(Z+1,N-1)$ — **излучателем** запаздывающих нейтронов. Насчитывают около 50 возможных ядер-предшественников, причём заметную роль в этом количестве составляют изотопы брома и иода. Как правило, нейтроны испускаются ядрами с числом нейтронов, на единицу большим магических чисел (50 и 82), так как значения средней

энергии связи в таких ядрах особенно малы. Энергия запаздывающих нейтронов (в среднем примерно 0,5 МэВ) в несколько раз меньше средней энергии мгновенных нейтронов (примерно 2 МэВ). Величина, характеризующая количество запаздывающих нейтронов относительно мгновенных нейтронов, образующихся при распаде ядра данного сорта, называется *долей запаздывающих нейтронов* (β). Эта величина полностью определяется делящимся ядром и в области энергий от 0,025 эВ до 14 МэВ практически не зависит от энергии нейтронов, вызывающих деление. Для всех ядер значение β составляет менее 1%.

Табл. 9. Основные характеристики запаздывающих нейтронов для некоторых ядер и некоторые из возможных предшественников для случая деления ^{235}U :

Номер группы	Время запаздывания, с	Средняя энергия, МэВ	Возможные ядра-предшественники	Период полураспада ядер-предшественников, $T_{1/2}$, с			Доля запаздывающих нейтронов, β_i		
				^{235}U	^{239}Pu	^{233}U	^{235}U	^{239}Pu	^{233}U
1	54-56	0,25	^{87}Br , ^{142}Cs	55,72	54,28	55	0,00021	0,000072	0,000224
2	21-23	0,56	^{137}I , ^{88}Br , ^{136}Te	22,72	23,04	20,57	0,00140	0,000626	0,000776
3	5-6	0,43	^{138}I , ^{89}Br	6,22	5,60	5,0	0,00126	0,000444	0,000654
4	1,9-2,3	0,62	^{139}I , ^{94}Kr , ^{143}Xe , ^{144}Xe	2,30	2,13	2,13	0,00252	0,000685	0,000725
5	0,5-0,6	0,42	Любые короткоживущие ядра продуктов деления	0,61	0,62	0,62	0,00074	0,000180	0,000134
6	0,17-0,27	—		0,23	0,26	0,28	0,0027	0,000093	0,000087
				$\beta = \sum \beta_i$			0,0064	0,0021	0,0026

Запаздывающие нейтроны испускаются остановившимися осколками после предварительного β^- -распада. Причины испускания запаздывающих нейтронов легко понять из **Рис. 15**. β^- -Распад осколков приводит к образованию дочерних ядер не только в основном, но и в возбужденных состояниях. Если энергия возбуждения превышает энергию отделения нейтрона $B(n)$, то происходит испускание запаздывающих нейтронов.

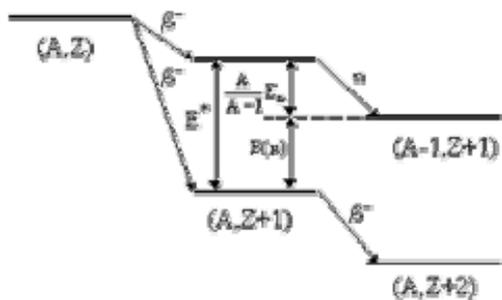


Рис. 36. Схема образования запаздывающих нейтронов: E^* - энергия возбуждения ядра $(A, Z+1)$; $B(n)$ - энергия отделения нейтрона в ядре $(A, Z+1)$; E_n - кинетическая энергия запаздывающего нейтрона.

Доля запаздывающих нейтронов в полном числе вторичных нейтронов деления $\beta = \frac{\beta_f}{\nu}$, где β_f – средний выход запаздывающих нейтронов на один акт деления.

Несмотря на незначительную долю, запаздывающие нейтроны играют определяющую роль в управлении цепной реакцией в ядерном реакторе.

Нейтроны уносят энергию $Q_{fn} = E_n \nu$, что в случае деления ^{235}U тепловыми нейтронами дает 5 МэВ.

Мгновенная γ -эмиссия конкурирует с или следует за последней стадией испускания мгновенных нейтронов. Эти фотоны испускаются во времена $10^{-15} - 10^{-7}$ сек.. Энергетический спектр γ -излучения непрерывный и убывает с ростом энергии, максимальная энергия γ -квантов составляет 7 МэВ. В процессе деления ^{235}U тепловыми нейтронами на один акт деления возникает в 7-10 γ -квантов со средней энергией около 1 МэВ, а среднее количество энергии, уносимой γ -квантами составляет 7,5 МэВ. Этот выход γ -лучей значительно выше, чем если бы испускание γ -лучей следовала за эмиссией нейтронов, а не конкурировала с

ней. Ввиду значительных угловых моментов фрагментов деления ($7-10\hbar$), эмиссия фотонов конкурирует с эмиссией нейтронов. Испускаемые γ -лучи – в основном дипольная радиация с некоторой значительной примесью квадрупольной радиации из-за «растянутых» E_2 переходов ($J_f=J_i-2$).

Профессор
И.Н.Бекман

ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

Лекция 18. ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ В ОРУЖИИ

Одно из важнейших применений ядерной физики – создание оружия: атомных и водородных бомб, нейтронного оружия, рентгеновских и гамма-лазеров и др.

Ядерное оружие - взрывное устройство, в котором источником энергии является синтез или деление атомных ядер – ядерная реакция. В узком смысле – взрывное устройство, использующее энергию деления тяжёлых ядер. Ядерное оружие включает как ядерные боеприпасы, так и средства их доставки к цели и средства управления; относится к оружию массового поражения. В боеприпасе ядерного оружия в момент взрыва происходит ядерная реакция деления тяжёлых элементов с образованием более лёгких; иногда выделяют так называемые «чистые» ядерные заряды, снижающие до минимума радиоактивное заражение местности.

Атомная бомба - сильно надкритичный реактор на быстрых нейтронах.

В этой лекции мы рассмотрим ядерные реакции, вовлечённые в функционирование атомных бомб (урановых и плутониевых) и нейтронного оружия.

1. ЦЕПНЫЕ ПРОЦЕССЫ

1.1 Цепные реакции в химии

Цепные реакции – химические реакции, идущие путем последовательности одних и тех же элементарных стадий, на каждой из которых возникает одна или несколько промежуточных активных частиц. В таких реакциях идёт многократное (цепное) превращение исходных химических веществ. По цепному механизму протекают реакции крекинга, горения, окисления, пиролиз, галогенирования углеводородов, радикальной полимеризации, а так же многие атмосферные процессы (например, разложение озона).

Цепные химические реакции были открыты не в физике, а в химии. Термин "цепные реакции" предложен М. Боденштейном, обнаружившим (1913), что в ряде фотохимических реакций (например, $\text{H}_2 + \text{Cl}_2 \rightarrow 2\text{HCl}$, $\text{CO} + \text{Cl}_2 \rightarrow \text{COCl}_2$) один поглощенный фотон вызывает превращение сотен тысяч молекул. Он предположил, что активной частицей, вызывающей цепь превращений, является возбужденная молекула Cl_2^* . В 1916 В. Нернст доказал атомарную природу активных частиц и предложил механизм цепных реакций с участием Cl_2 . Открытие Н.Н. Семеновым разветвленных цепных реакций отмечено Нобелевской премией (1958). Изучение протекания разветвленных цепных реакций предвосхитило будущее - регулируемое протекание ядерного деления в условиях атомного реактора и взрывное в атомной бомбе.

Цепные реакции относятся к сложным реакциям и состоят из многих элементарных стадий. Цепная реакция включает три стадии: инициирование (зарождение цепи), продолжение и обрыв цепи. Инициирование - стадия, в которой из валентнонасыщенных молекул исходных веществ образуются переносчики цепи - активные частицы, участвующие в последующих реакциях и приводящие к расходованию исходных веществ и образованию продуктов. Переносчики цепи исчезают в реакциях обрыва цепи из-за столкновений друг с другом или со стенкой реакционного сосуда. В некоторых цепных реакциях происходит увеличение числа активных частиц, что приводит к разветвлению цепей (разветвленные реакции).

Инициирование - наиболее энергоёмкая стадия цепной реакции, её энергия активации определяется энергией разрываемой химической связи. Образование активных частиц из молекул исходных веществ происходит лишь при достаточно высоких температурах или при воздействии света, ионизирующего излучения, ускоренных электронов и т. п. В отсутствие энергетического воздействия образование активных частиц и инициирование цепной реакции может происходить при обычных температурах лишь в присутствии инициаторов - веществ, в молекулах которых энергия разрыва химической связи существенно меньше, чем в молекулах исходных веществ. Переносчики цепи образуются при последующих реакциях радикалов с молекулами реагентов. Инициаторы ускоряют образование активных частиц, т. е. являются катализаторами инициирования, но в отличие от катализаторов обычных процессов они расходуются.

Термин разветвлённые цепные реакции предложен Н. Н. Семеновым для открытых им цепных реакций с критическими явлениями, состоящими в том, что незначительные изменения концентрации реагентов, температуры, размеров сосуда, введение примеси могут приводить к скачкообразному росту скорости цепных реакций от практически ненаблюдаемой до столь большой, что ее невозможно измерить. Для разветвленных цепных реакций реализуется положительная обратная связь. Все известные разветвленно-

цепные реакции являются экзотермическими, причем часть выделяемой энергии переходит в энергию активных частиц. Особенности разветвленно-цепных реакций - существование нижнего и верхнего предельных давлений, наличие полуострова воспламенения, зависимость положения нижнего предела от размеров сосуда и т. п. - присущи и реакции с энергетическим разветвлением цепи. Такие цепные реакции используются при создании лазеров с химической накачкой

1.2 Ядерные цепные реакции

Цепная ядерная реакция - последовательность единичных ядерных реакций, каждая из которых вызывается частицей, появившейся как продукт реакции на предыдущем шаге последовательности. Примером цепной ядерной реакции является цепная реакция деления ядер тяжёлых элементов, при которой основное число актов деления инициируется нейтронами, полученными при делении ядер в предыдущем поколении.

Ядерные цепные реакции - ядерные реакции, в которых частицы, вызывающие их, образуются как продукты этих реакций.

Впервые к идее осуществления цепной ядерной реакции и её применению для создания мощной взрывчатки пришёл в 1933 венгерский учёный, эмигрировавший из Германии в Англию, Лео Сциллард. В 1934 (за пять лет до открытия деления урана тепловыми нейтронами) он взял секретный патент на бомбу, работающую на цепном ядерном процессе. Запатентовано было военное использование цепной ядерной реакции, идущей под действием какой-либо частицы, в результате которой возникает более одной такой же частицы.

1.3 Цепная реакция деления

Цепная реакция деления - последовательность реакции деления ядер тяжелых атомов при взаимодействии их с нейтронами, в результате которых образуются более легкие ядра, новые нейтроны или другие элементарные частицы и выделяется ядерная энергия.

Превращение вещества сопровождается выделением свободной энергии лишь в том случае, если вещество обладает запасом энергий. Это происходит, если микрочастицы вещества находятся в состоянии с энергией покоя большей, чем в другом, переход в которое возможен. Самопроизвольному переходу препятствует энергетический барьер, для преодоления которого частица должна получить извне какое-то количество энергии - энергии возбуждения. При экзоэнергетической реакции, в следующем за возбуждением превращении выделяется энергии больше, чем требуется для возбуждения процесса. Существуют два способа преодоления энергетического барьера: либо за счёт кинетической энергии сталкивающихся частиц, либо за счёт энергии связи присоединяющейся частицы.

Для заметного энерговыделения необходимую для возбуждения реакций кинетическую энергию должны иметь все или сначала хотя бы некоторая доля частиц вещества. Это достижимо только при повышении температуры среды до величины, при которой энергия теплового движения приближается к величине энергетического порога, ограничивающего течение процесса. В случае молекулярных превращений, т. е. химических реакций, такое повышение обычно составляет сотни градусов, в случае же ядерных реакций - это минимум 10^7 К из-за очень большой высоты кулоновских барьеров сталкивающихся ядер. Тепловое возбуждение ядерных реакций осуществлено на практике только при синтезе самых лёгких ядер, у которых кулоновские барьеры минимальны (термоядерный синтез).

Возбуждение ядра «прилипающими» к нему частицами не требует большой кинетической энергии, и, следовательно, не зависит от температуры среды. Но зато для возбуждения реакций необходимы сами частицы. И если иметь в виду не отдельный акт реакции, а получение энергии в больших масштабах, то это возможно лишь при возникновении цепной реакции. Последняя же возникает, когда возбуждающие реакцию частицы снова появляются как продукты экзоэнергетической реакции.

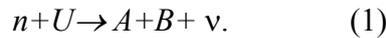
Механизм цепной реакции при ядерных превращениях могут обеспечить нейтроны, не имеющие кулоновского барьера и возбуждающие ядра при поглощении. Появление в среде необходимой частицы вызывает цепь следующих, одна за другой реакций, которая продолжается до обрыва цепи вследствие потери частицы-носителя реакции. Основных причин потерь две: поглощение частицы без испускания вторичной и уход частицы за пределы объёма вещества, поддерживающего цепной процесс. Если в каждом акте реакции появляется только одна частица-носитель, то цепная реакция называется *неразветвлённой*. Неразветвлённая цепная реакция не может привести к энерговыделению в больших масштабах.

Если в каждом акте реакции появляется более одной частицы, то возникает разветвленная цепная реакция, т.к. одна из вторичных частиц продолжает начатую цепь, а другие дают новые цепи, которые снова ветвятся. С процессом ветвления конкурируют процессы, приводящие к обрывам цепей, что порождает специфические для разветвленных цепных реакций предельные или критические явления. Если число

обрывов цепей больше, чем число появляющихся новых цепей, то цепная самоподдерживающаяся реакция оказывается невозможной. Даже если её возбудить искусственно, введя в среду какое-то количество необходимых частиц, то, поскольку число цепей в этом случае может только убывать, начавшийся процесс быстро затухает. Если же число образующихся новых цепей превосходит число обрывов, цепная реакция быстро распространяется по всему объему вещества при появлении хотя бы одной начальной частицы. Область состояний вещества с развитием цепной самоподдерживающейся реакции отделена от области, где цепная реакция вообще невозможна, *критическим состоянием*. Критическое состояние характеризуется равенством между числом новых цепей и числом обрывов.

Достижение критического состояния определяется рядом факторов. Деление тяжелого ядра возбуждается одним нейтроном, а в результате акта деления появляется более одного нейтрона. Следовательно, процесс деления может породить разветвлённую цепную реакцию, носителями которой служат нейтроны. Если скорость потерь нейтронов (захватов без деления, вылетов из реакционного объёма и т.д.) компенсирует скорость размножения нейтронов так, что коэффициент размножения нейтронов равен единице, то цепная реакция идёт в стационарном режиме. Введение отрицательных обратных связей между эффективным коэффициентом размножения и скоростью энерговыделения позволяет осуществить управляемую цепную реакцию. Если коэффициент размножения больше единицы, цепная реакция развивается экспоненциально; неуправляемая цепная реакция деления используется в ядерном оружии.

После открытия (1939) немецкими учёными О. Ганом и Ф. Штрассманом деления ядер нейтронами Ф. Жолио-Кюри с сотрудниками, Э. Ферми, У. Зинн и Л. Сцилард (США) показали, что при делении ядра вылетает больше одного нейтрона:



Здесь A и B - осколки деления с массовыми числами A от 90 до 150, $\nu > 1$ - число вторичных нейтронов. Ядерная цепная реакция впервые была осуществлена Э. Ферми (1942).

Пусть только часть f общего числа вторичных нейтронов может быть использована для продолжения реакции деления. Тогда на один нейтрон первого поколения, вызвавший деление, придёт $K = \nu f$ нейтронов следующего поколения, которые вызовут деление, и если K , называемый коэффициентом размножения нейтронов, больше 1, то число таких нейтронов будет возрастать во времени t по закону: $n = n_0 e^{(K-1)t/t}$, где t - время жизни поколения нейтронов. Если $K-1=1$, то число делений в единицу времени постоянно, и может быть осуществлена самоподдерживающаяся ядерная цепная реакция. При достаточно больших значениях $K-1$ реакция перестаёт быть регулируемой и может привести к ядерному взрыву.

Природный уран состоит из ^{238}U (99,29%) и ^{235}U (0,71%), содержание ^{234}U ничтожно, ^{238}U делится высокоэнергетическими нейтронами, ^{235}U - любыми, в том числе - тепловыми. В оружии применяется уран, обогащённый по ^{235}U до концентрации выше 95%. В таком уране цепная ядерная реакция деления идёт как на тепловых, так и на быстрых нейтронах. Другим ядерным горючим оружейного назначения является ^{233}U , образующийся при облучении ^{232}Th нейтронами. Наконец, третьим делящимся оружейным нуклидом является ^{239}Pu . При поглощении нейтронов в ^{238}U образуется ^{239}Np , а из него после двух β -распадов - ^{239}Pu , который делится под действием тепловых нейтронов, с $\nu = 2,9$.

Выделение при делении более одного нейтрона открыло перспективы использования цепной реакции деления в двух направлениях: 1) управляемая ядерная реакция деления - создание атомных реакторов; 2) неуправляемая ядерная реакция деления - создание ядерного оружия.

При делении ядра обычно образуются два осколка с массовыми числами A_1 и A_2 и зарядами Z_1 и Z_2 , а также γ -излучение, нейтрино и в среднем от двух до трёх нейтронов. Полное энерговыделение на один акт деления ядра ^{235}U равно ~ 200 МэВ. Такое энерговыделение определяет огромную теплотворную способность ядерной взрывчатки, превышающую в миллионы раз теплотворную способность химических взрывчатых веществ.

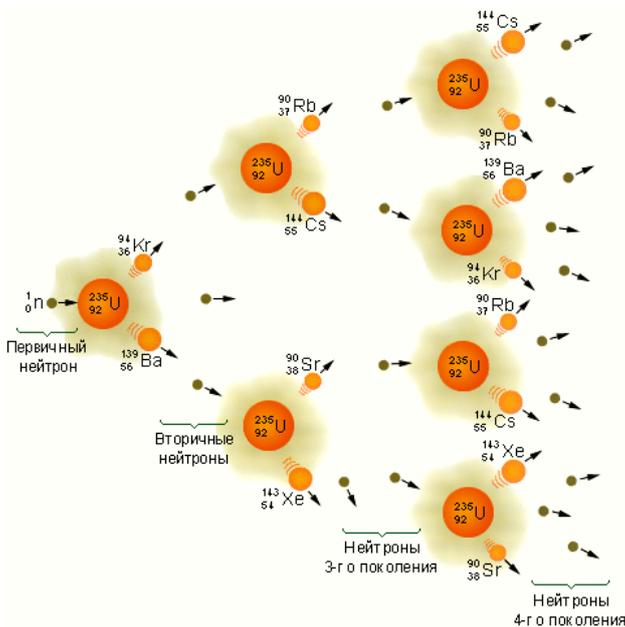


Рис. 1. Схема развития цепной реакции деления

Как и всякие разветвленные цепные реакции, ядерные цепные реакции – экзотермические. Реальные условия протекания ядерной цепной реакции определяются соотношением вероятностей процессов разветвления реакции и её обрыва. Преобладание разветвления обеспечивает самоподдерживающийся процесс, преобладание обрыва означает отсутствие ядерной цепной реакции. К разветвлению цепей приводит лишь деление, тогда как обрыв цепей (т.е. уничтожение нейтронов, без появления новых) может происходить при различных побочных ядерных реакциях с ядрами как самого делящегося вещества, так и других веществ, присутствующих в системе, а также вследствие вылета нейтрона за пределы системы.

Для выяснения принципиальной возможности получения цепной ядерной реакции чрезвычайно важно знать число вторичных нейтронов ν , возникающих в одном акте деления.

Табл. 1. Число вторичных нейтронов, возникающих при делении некоторых нуклидов.

Вынужденное деление	²³³ U	²³⁵ U	²³⁹ Pu
	2,58	2,47	3,05
Спонтанное деление	²⁴⁰ Pu	²⁴⁴ Cm	²⁵² Cf
	2,26	2,80	3,87

При делении урана вторичные нейтроны уносят в среднем 5 МэВ энергии.

Величина ν зависит от энергии нейтронов. Не каждый захват нейтрона ядром приводит к делению ядра. Некоторую часть нейтронов ядра захватывают по реакции (n,γ) без какого-либо деления. Поэтому число нейтронов η , идущих на деление, меньше ν и определяется отношением поперечного сечения процесса деления σ_f к общему поперечному сечению $\sigma_f + \sigma_c$ (Табл. 2).

Табл. 2. Ядерные свойства делящихся изотопов

Изотоп	0,025 эВ				1 МэВ			
	σ_f барн	σ_c барн	ν	η	σ_f барн	σ_c барн	ν	η
²³⁹ Pu	740	290	2,9	2,1	2	0,1	3	3
²³³ U	530	60	2,5	2,3	2	0,1	2,5	2,5
²³⁵ U	580	110	2,5	2,1	1,3	0,1	2,5	2,5
²³⁸ U	0	2,7	0	0	0,5	0,15	-	-
Природный уран	3,9	3,5	2,5	1,3	0,01	0,15	2,5	0,2

Поперечные сечения много меньше для нейтронов высокой энергии, особенно по отношению к (n,γ) захвату. При высокой энергии нейтронов большая часть их захватывается делящимся материалом и вызывает деление, а меньшая часть поглощается по (n,γ) реакции захвата.

В Табл. 3 представлены основные параметры делящихся изотопов. Полное сечение характеризует вероятность взаимодействия любого типа между нейтроном и данным ядром. Сечение деления характеризует вероятность деления ядра нейтроном. От того, какая доля ядер не участвует в процессе деления, зависит выход энергии на один поглощенный нейтрон. Число нейтронов, испускаемых в одном акте деления, важно с точки зрения поддержания цепной реакции. Число новых нейтронов, приходящихся на один поглощенный нейтрон, важно, поскольку характеризует интенсивность деления. Доля запаздывающих нейтронов, испускаемых после того, как деление произошло, связана с энергией, запасенной в данном материале.

Табл. 3. Характеристики делящихся изотопов.

Изотоп	Уран-235		Уран-233		Плутоний-239	
	1 МэВ	0,025 эВ	1 МэВ	0,025 эВ	1 МэВ	0,025 эВ
Энергия нейтрона	1 МэВ	0,025 эВ	1 МэВ	0,025 эВ	1 МэВ	0,025 эВ
Полное сечение	6,6	695	6,2	600	7,3	1005
Сечение деления	1,25	581	1,85	526	1,8	751
Доля ядер, неучаствующих в делении	0,077	0,174	0,057	0,098	0,08	0,37
Число нейтронов, испускаемых в одном акте деления	2,6	2,43	2,65	2,50	3,03	2,84
Число нейтронов на один поглощенный нейтрон	2,41	2,07	2,51	2,28	2,8	2,07
Доля запаздывающих нейтронов, %	0,64	0,65	0,26	0,26	0,21	0,22
Энергия деления, МэВ	200		197		207	

Все сечения приведены в барнах (10^{-28} м^2).

Для практического осуществления цепной реакции знания одной величины ν недостаточно, так как судьба

возникших нейтронов деления не одинакова из-за многообразия видов взаимодействия нейтронов с веществом. Обычно нейтрон претерпевает три превращения: выделяется из системы и теряется; захватывается любым материалом в активной зоне неделящимися материалом; захватывается делящимся материалом, продолжая цепную реакцию.

Характеристика развития ядерной цепной реакции в данной системе – **коэффициент размножения нейтронов** k системы, равный отношению числа нейтронов, поглощаемых делящимся веществом в данном и предыдущем звеньях цепи. Наличие самоподдерживающегося цепного процесса возможно лишь при $k \geq 1$. Системы, в которых $k=1$, (цепная реакция протекает при постоянной мощности) называются **критическими**, системы с $k > 1$ (мощность реакции нарастает) – **надкритическими** и системы с $k < 1$ – **подкритическими**; k зависит от изотопного состава, размеров и формы системы, в которой осуществляется ядерная цепная реакция.

Масса делящегося изотопа и размеры (объём) критической системы, необходимые для возникновения самоподдерживающейся цепной реакции деления, называют критическими.

Коэффициент размножения определяется величиной ν , вероятностями различных взаимодействий (приводящих и не приводящих к делению) нейтронов с ураном и примесями, а также конструкцией и размерами устройства. Поэтому очень важно знать сечения для процессов деления, неупругого рассеяния и захвата нейтронов ураном при тех энергиях, с которыми они образуются, и, следовательно, энергетический спектр вторичных нейтронов. Одной из важнейших характеристик цепной реакции является скорость её нарастания, которая определяется не только коэффициентом размножения нейтронов k , но и временем, проходящим между двумя последовательными актами деления, т.е. средним временем жизни одного поколения нейтронов, τ_n .

Среднее время жизни одного поколения, или средний промежуток времени между двумя последовательными актами деления, складывается из времени деления, времени запаздывания вылета нейтрона из делящегося ядра относительно момента деления и времени перемещения вылетевшего нейтрона до следующего делящегося ядра. Для сокращения τ_n , т.е. для получения цепной реакции взрывного типа, процесс размножения нейтронов ведут на мгновенно вылетающих и быстро движущихся нейтронах, а для получения управляемой цепной реакции нужно, чтобы время запаздывания вылета и время перемещения нейтронов было большим. Первая составляющая определяется механизмом возникновения вторичных нейтронов, вторая – характером ее взаимодействия с окружающими ядрами после вылета из делящегося ядра, т.е. процессами замедления, диффузии и захвата.

1.4 Ядерный взрыв

Ядерный взрыв - неуправляемый процесс высвобождения большого количества тепловой и лучистой энергии в результате цепной ядерной реакции деления или реакции термоядерного синтеза за очень малый промежуток времени. По своему происхождению ядерные взрывы являются либо продуктом деятельности человека на Земле и в околоземном космическом пространстве, либо природными процессами на некоторых видах звёзд.

В зависимости от внешних условий, количества и чистоты расщепляющегося материала течение реакции вынужденного деления может происходить по-разному. Если вследствие вылета нейтронов из зоны деления или их поглощения атомными ядрами без последующего деления число расщеплённых ядер в последующей стадии цепной реакции меньше, чем в предыдущей, то происходит затухание цепной реакции. При равном числе расщеплённых ядер в обеих стадиях цепная реакция становится самоподдерживающейся, а в случае превышения количества расщеплённых ядер в каждой последующей стадии в реакцию вовлекаются всё новые атомы расщепляющегося вещества. Если такое превышение является многократным, то в ограниченном объёме за очень короткий промежуток времени образуется большое количество атомных ядер - осколков деления, электронов, нейтронов и квантов электромагнитного излучения с очень высокой кинетической энергией. Единственно возможной формой их существования является агрегатное состояние высокотемпературной плазмы, в сгусток которой превращается весь расщепляющийся материал и любое другое вещество в его окрестности. Этот сгусток не может быть сдержан в своём первоначальном объёме и стремится перейти в равновесное состояние путём расширения в окружающую среду и теплообмена с ней. Поскольку скорость упорядоченного движения составляющих сгусток частиц много выше скорости звука как в нём, так и в окружающей его среде, расширение не может иметь плавного характера и сопровождается образованием ударной волны – т. е. носит характер взрыва.

1.5 Ядерная безопасность

Ядерноопасными делящимися веществами называют материалы, содержащие нуклиды, при работе с которыми может возникнуть самоподдерживающаяся цепная реакция деления. К таким нуклидам относятся изотопы урана, нептуния, плутония, америция и др. (Табл. 4). Величина критической массы зависит от

физической природы вещества (металл, оксид, соли), наличия в системе отражателей, замедлителей и поглотителей нейтронов, геометрических параметров (формы и размеров). Следовательно, основными критическими параметрами являются: объем, масса, геометрия, концентрация, содержание поглотителей нейтронов. Для того чтобы система была безопасной, достаточно, чтобы хотя бы один из критических параметров не превышал критического значения.

Табл. 4. Возможность получения самоподдерживающейся цепной реакции деления для различных нуклидов

Нук- лид	Период полураспада	Тип ядра	Сечение взаимодействия с тепловыми нейтронами, барн		Возможность получения СЦРД	
			$\sigma_{n,\gamma}$	σ_f	в системе с тепловыми нейтронами	в системе с быстрыми нейтронами
$^{228}_{90}\text{Th}$	1,9116 лет	Четно-четное	123	0,3	Нет	Нет
$^{229}_{90}\text{Th}$	$7,340 \times 10^3$ лет	Четно-нечетное	61	30,8	Нет	Нет
$^{230}_{90}\text{Th}$	$7,538 \times 10^4$ лет	Четно-четное	23,0	0,0012	Нет	Нет
$^{232}_{90}\text{Th}$	$1,405 \times 10^{10}$ лет	Четно-четное	7,37	$2,5 \times 10^{-6}$	Нет	Нет
$^{231}_{91}\text{Pa}$	$3,276 \times 10^4$ лет	Нечетно-четное	200,6	0,020	Нет	Да
$^{232}_{92}\text{U}$	68,9 лет	Четно-четное	74,9	76,84	Нет	Нет
$^{233}_{92}\text{U}$	$1,592 \times 10^5$ лет	Четно-нечетное	45,5	529,1	Да	Да
$^{234}_{92}\text{U}$	$2,455 \times 10^5$ лет	Четно-четное	99,8	0,65	Нет	Нет
$^{235}_{92}\text{U}$	$7,038 \times 10^8$ лет	Четно-нечетное	98,3	582,6	Да	Да
$^{236}_{92}\text{U}$	$2,342 \times 10^7$ лет	Четно-четное	5,11	0,07	Нет	Нет
$^{238}_{92}\text{U}$	$4,468 \times 10^9$ лет	Четно-четное	2,680	$4,0 \cdot 10^{-6}$	Нет	Нет
$^{237}_{93}\text{Np}$	$2,144 \times 10^6$ лет	Нечетно-четное	175,9	0,0215	Нет	Да
$^{238}_{94}\text{Pu}$	87,74 лет	Четно-четное	540	17,9	Нет	Да
$^{239}_{94}\text{Pu}$	24110 лет	Четно-нечетное	269,3	748,1	Да	Да
$^{240}_{94}\text{Pu}$	$6,564 \times 10^3$ лет	Четно-четное	289,51,4	0,056	Нет	Да
$^{241}_{94}\text{Pu}$	14,4 г.	Четно-нечетное	358,2	1011,1	Да	Да
$^{242}_{94}\text{Pu}$	$3,75 \times 10^5$ лет	Четно-четное	18,5	0,2	Нет	Да
$^{244}_{94}\text{Pu}$	$8,00 \times 10^7$ лет	Четно-четное	1,7	—	Нет	—
$^{241}_{95}\text{Am}$	432,2 г.	Нечетно-четное	533	3,20	Нет	Да
$^{242m}_{95}\text{Am}$	141 г.	Нечетно-нечетное	2000	6950	Да	Да
$^{243}_{95}\text{Am}$	$7,370 \times 10^3$ лет	Нечетно-четное	3,8	0,1983	Нет	Да
$^{243}_{96}\text{Cm}$	29,1 лет	Четно-нечетное	130	617	Да	Да
$^{244}_{96}\text{Cm}$	18,10 лет	Четно-четное	15,2	1,04	Нет	Да
$^{245}_{96}\text{Cm}$	$8,500 \times 10^3$ лет	Четно-нечетное	369	2145	Да	Да
$^{247}_{96}\text{Cm}$	$1,56 \times 10^7$ лет	Четно-нечетное	57	84,9	Да	Да
$^{249}_{98}\text{Cf}$	351 г.	Четно-нечетное	497	1642	Да	Да
$^{250}_{98}\text{Cf}$	13,08 г.	Четно-четное	2034	—	Нет	Да
$^{251}_{98}\text{Cf}$	898 лет	Четно-нечетное	2850	4895	Да	Да
$^{252}_{98}\text{Cf}$	2,645 г.	Четно-четное	20,4	32	Нет	Да
$^{254}_{99}\text{Es}$	275,7 дня	Нечетно-нечетное	28,3	1826	Да	Да

Для безопасной работы с ядерноопасными делящимися веществами параметры оборудования должны быть меньше критических. В качестве нормативных параметров ядерной безопасности используют: количество, концентрацию и объем ядерноопасного делящегося материала; диаметр оборудования, имеющего цилиндрическую форму; толщину плоского слоя для оборудования, имеющего форму пластины. Нормативный параметр устанавливают исходя из допустимого параметра, который меньше критического и не должен быть превышен при эксплуатации оборудования. При этом необходимо, чтобы характеристики, влияющие на критические параметры, находились в строго определенных пределах. Используются следующие допустимые параметры: количество $M_{\text{доп}}$, объем $V_{\text{доп}}$, диаметр $D_{\text{доп}}$, толщина слоя $t_{\text{доп}}$.

Используя зависимость критических параметров от концентрации ядерноопасного делящегося нуклида, определяют такое значение критического параметра, ниже которого при любой концентрации СЦРД невозможна. Например, для растворов солей плутония и обогащенного урана критические масса, объем, диаметр бесконечного цилиндра, толщина бесконечного плоского слоя имеют минимум в области оптимального замедления. Для смесей металлического обогащенного урана с водой критическая масса, как и для растворов, имеет ярко выраженный минимум в области оптимального замедления, а критические объем, диаметр бесконечного цилиндра, толщина бесконечного плоского слоя при высоком обогащении (>35 %) имеют минимальные значения при отсутствии замедлителя ($r_n/r_5=0$); для обогащения ниже 35% критические параметры смеси имеют минимум при оптимальном замедлении. Очевидно, что параметры, установленные исходя из минимальных критических параметров, обеспечивают безопасность во всем интервале изменения концентрации. Эти параметры называются *безопасными*, они меньше минимальных критических параметров. Используются следующие безопасные параметры: количество, концентрация, объем, диаметр, толщина слоя.

При обеспечении ядерной безопасности системы по допустимому параметру обязательно ограничивается концентрация делящегося нуклида (иногда количество замедлителя), в то же время при использовании безопасного параметра никаких ограничений на концентрацию (или по количеству замедлителя) не накладывается.

2 КРИТИЧЕСКАЯ МАССА

Будет или не будет развиваться цепная реакция, зависит от результата соревнования четырех процессов:

- (1) Вылет нейтронов из урана,
- (2) захват нейтронов ураном без деления,
- (3) захват нейтронов примесями.
- (4) захват нейтронов ураном с делением.

Если потеря нейтронов в первых трех процессах меньше количества нейтронов, освобождаемых в четвертом, то цепная реакция происходит; в противном случае она невозможна. Очевидно, что если из первых трёх процессов весьма вероятен, то избыток нейтронов, освобождаемых при делении, не сможет обеспечить продолжение реакции. Например, в том случае, когда вероятность процесса (2) (захват ураном без деления) намного больше вероятности захвата с делением, цепная реакция невозможна. Дополнительную трудность вносит изотопный природного урана: он состоит из трех изотопов: ^{234}U , ^{235}U и ^{238}U , вклады которых 0,006, 0,7 и 99,3% соответственно. Важно, что вероятности процессов (2) и (4) различны для разных изотопов и по-разному зависят от энергии нейтронов.

Для оценки конкуренции различных процессов с точки зрения развития в веществе цепного процесса деления ядер вводится понятие «критическая масса».

Критическая масса – минимальная масса делящегося вещества, обеспечивающая протекание самоподдерживающейся ядерной цепной реакции деления. Критическая масса тем меньше, чем меньше период полураспада деления и чем выше обогащение рабочего элемента делящимся изотопом.

Критическая масса - минимальное количество делящегося вещества, необходимое для начала самоподдерживающейся цепной реакции деления. Коэффициент размножения нейтронов в таком количестве вещества равен единице.

Критическая масса - масса делящегося вещества реактора, находящегося в критическом состоянии.

Критические размеры ядерного реактора - наименьшие размеры активной зоны реактора, при которых ещё может осуществляться самоподдерживающаяся реакция деления ядерного горючего. Обычно под критическим размером принимают критический объём активной зоны.

Критический объём ядерного реактора - объём активной зоны реактора в критическом состоянии.

Относительное количество нейтронов, которые вылетают из урана, может быть уменьшено изменением размеров и формы. В сфере поверхностные эффекты пропорциональны квадрату, а объёмные - кубу радиуса. Вылет нейтронов из урана является поверхностным эффектом, зависящим от величины поверхности; захват с делением происходит во всем объеме, занимаемом материалом, и поэтому является

объемным эффектом. Чем больше количество урана, тем меньше вероятность того, что вылет нейтронов из объема урана будет преобладать над захватами с делением и препятствовать цепной реакции. Потеря нейтронов на захваты без деления является объемным эффектом, подобно освобождению нейтронов при захвате с делением, так что увеличение размеров не изменяет их относительной важности.

Критические размеры устройства, содержащего уран, можно определить как размеры, при которых количество освобождаемых при делении нейтронов в точности равно их потере вследствие вылета и захватов, не сопровождающихся делением. Другими словами, если размеры меньше критических, то, по определению, цепная реакция не может развиваться.

Критическую массу могут образовывать только нечётные изотопы. Лишь ^{235}U встречается в природе, а ^{239}Pu и ^{233}U - искусственные, они образуются в ядерном реакторе (в результате захвата нейтронов ядрами ^{238}U и ^{232}Th с двумя последующими β - распадами).

В природном уране цепная реакция деления не может развиваться ни при каком количестве урана, однако, в таких изотопах, как ^{235}U и ^{239}Pu цепной процесс достигается сравнительно легко. При наличии замедлителя нейтронов, цепная реакция идёт и в природном уране.

Необходимым условием для осуществления цепной реакции является наличие достаточно большого количества делящегося вещества, так как в образцах малых размеров большинство нейтронов пролетает сквозь образец, не попав ни в одно ядро. Цепная реакция ядерного взрыва возникает при достижении делящимся веществом некоторой критической массы.

Пусть имеется кусок вещества, способного к делению, например, ^{235}U , в который попадает нейтрон. Этот нейтрон либо вызовет деление, либо бесполезно поглотится веществом, либо, продиффундив, выйдет через наружную поверхность. Важно, что будет на следующем этапе – уменьшится или уменьшится число нейтронов в среднем, т.е. ослабнет или разовьётся цепная реакция, т.е. будет ли система в подкритическом или в надкритическом (взрывном) состоянии. Так как вылет нейтронов регулируется размером (для шара – радиусом), то возникает понятие критического размера (и массы). Для развития взрыва размер должен быть больше критического.

Критический размер делящейся системы можно оценить, если известна длина пробега нейтронов в делящемся материале.

Нейтрон, летая по веществу, изредка сталкивается с ядром, он как бы видит его поперечное сечение. Размер поперечного сечения ядра $\sigma=10^{-24}$ см² (барн). Если N - число ядер в кубическом сантиметре, то комбинация $L=1/N\sigma$ даёт среднюю длину пробега нейтрона по отношению к ядерной реакции. Длина пробега нейтрона – единственная размерная величина, которая может послужить отправной точкой оценки критического размера. В любой физической теории используются методы подобия, которые, в свою очередь, строятся из безразмерных комбинаций размерных величин, характеристик системы и вещества. Таким безразмерным числом является отношение радиуса куска делящегося материала к длине пробега в нем нейтронов. Если принять, что безразмерное число порядка единицы, а длина пробега при типичном значении $N=10^{23}$, $L=10$ см (для $\sigma=1$) (обычно σ обычно намного выше 1, так что критическая масса меньше нашей оценки). Критическая масса зависит от сечения реакции деления конкретного нуклида. Так, для создания атомной бомбы необходимо примерно 3 кг плутония или 8 кг ^{235}U (при имплозивной схеме и в случае чистого ^{235}U) При ствольной схеме атомной бомбы требуется примерно 50 кг оружейного урана (При плотности урана $1,895 \cdot 10^4$ кг/м³ радиус шара такой массы равен примерно 8,5 см, что на удивление хорошо совпадает с нашей оценкой $R=L=10$ см).

Выведем теперь более строгую формулу для расчета критического размера куска делящегося материала.

Как известно, при распаде ядра урана образуется несколько свободных нейтронов. Часть из них покидает образец, а часть поглощается другими ядрами, вызывая их деление. Цепная реакция возникает, если число нейтронов в образце начинает лавинообразно расти. Для определения критической массы можно использовать уравнение диффузии нейтронов:

$$\frac{\partial C}{\partial t} = \Delta C + \beta C \quad (2)$$

где C - концентрация нейтронов, $\beta > 0$ – константа скорости реакции размножения нейтронов (аналогично постоянной радиоактивного распада имеет размерность 1/сек, D - коэффициент диффузии нейтронов,

оператор Δ зависит от геометрии системы, например, для пластины $\Delta = \frac{\partial^2 C}{\partial x^2}$

Пусть образец имеет форму шара радиусом R . Тогда нам надо найти решение уравнения (1), удовлетворяющее краевому условию: $C(R, t) = 0$.

Сделаем замену $C = ve^{\beta t}$, тогда

$$\frac{\partial C}{\partial t} = \frac{\partial v}{\partial t} e^{\beta t} + \beta e^{\beta t} v = D \Delta v e^{\beta t} + \beta v e^{\beta t} \quad (3)$$

Получили классическое уравнение теплопроводности:

$$\frac{\partial v}{\partial t} = D \Delta v \quad (4)$$

Решение этого уравнения хорошо известно

$$v(r,t) = \frac{1}{r} \sum_{n=1}^{\infty} B_n \sin \frac{\pi n}{R} r e^{-\frac{\pi^2 n^2}{R^2} D t} \quad (5)$$

значит

$$C(r,t) = \frac{1}{r} \sum_{n=1}^{\infty} B_n \sin \frac{\pi n}{R} r e^{\left(\beta - \frac{\pi^2 n^2}{R^2} D \right) t} \quad (6)$$

Цепная реакция пойдёт при условии (то есть $C(r,t)|_{t \rightarrow \infty} \rightarrow \infty$), что хотя бы при одном n коэффициент в показателе степени положителен.

Если $\beta - \frac{\pi^2 n^2}{R^2} D > 0$, то $\beta > \frac{\pi^2 n^2}{R^2} D$ и критический радиус сферы: $R = \pi \sqrt{\frac{D}{\beta}}$.

Если $\pi \sqrt{\frac{D}{\beta}} \geq R$, то ни при каком n не будет растущей экспоненты

Если $\pi \sqrt{\frac{D}{\beta}} < R$, то хотя бы при одном n мы получим растущую экспоненту.

Ограничимся первым членом ряда, $n=1$:

$$R = \pi \sqrt{\frac{D}{\beta}} \quad (7)$$

Критическая масса:

$$M = \rho V = \rho \frac{4}{3} R^3 \quad (8)$$

Минимальное значение радиуса шара, при котором возникает цепная реакция называется **критическим радиусом**, а масса соответствующего шара - **критической массой**.

Подставив значение для R , получим формулу для расчета критической массы:

$$M_{кр} = \rho \pi^3 \frac{4}{3} \left(\frac{D}{\beta} \right)^{\frac{3}{2}} \quad (9)$$

Величина критической массы зависит от формы образца, коэффициента размножения нейтронов и коэффициента диффузии нейтронов. Их определение является сложной экспериментальной задачей, поэтому полученная формула используется для определения указанных коэффициентов, а проведенные выкладки являются доказательством существования критической массы.

Роль размеров образца очевидна: с уменьшением размеров процент нейтронов, вылетающих через ее поверхность, увеличивается, так что при малых (ниже критических!) размерах образца цепная реакция становится невозможной даже при благоприятном соотношении между процессами поглощения и образования нейтронов.

Для высокообогащенного урана значение критической массы составляет около 52 кг, для оружейного плутония - 11 кг. В нормативных документах по охране ядерных материалов от хищения указываются критические массы: 5 кг ^{235}U или 2 кг плутония (для импловзивной схемы атомной бомбы). Для пушечной схемы критические массы намного больше. На базе этих значений строится интенсивность защиты делящихся веществ от нападения террористов.

Замечание. Критическая масса системы из металлического урана 93,5% обогащения (93,5% ^{235}U ; 6,5% ^{238}U) равна 52 кг без отражателя и 8,9 кг, когда система окружена отражателем нейтронов из оксида бериллия. Критическая масса водного раствора урана – примерно 5 кг.

Величина критической массы зависит от свойств вещества (таких, как сечения деления и радиационного захвата), от плотности, количества примесей, формы изделия, а также от окружения. Например, наличие отражателей нейтронов может сильно уменьшить критическую массу. Для конкретного делящегося вещества количество материала, которое составляет критическую массу, может изменяться в широком диапазоне и зависит от плотности, характеристик (вид материала и толщина) отражателя, а также от природы и процентного содержания любых присутствующих инертных разбавителей (таких как кислород в оксиде урана, ^{238}U в частично обогащенном ^{235}U или химические примеси).

В целях сравнения, приведём критические массы шаров без отражателя для нескольких видов материалов с некоторой стандартной плотностью.

Для сравнения приведем следующие примеры критических масс: 10 кг ^{239}Pu , металл в альфа-фазе (плотность $19,86 \text{ г/см}^3$); 52 кг 94%-го ^{235}U (6% ^{238}U), металл (плотность $18,72 \text{ г/см}^3$); 110 кг UO_2 (94% ^{235}U) при плотности в кристаллическом виде 11 г/см^3 ; 35 кг PuO_2 (94% ^{239}Pu) при плотности в кристаллическом виде $11,4 \text{ г/см}^3$. Наименьшей критической массой обладают растворы солей чистых делящихся нуклидов в воде с водяным отражателем нейтронов. Для ^{235}U Критическая масса равна 0,8 кг, для ^{239}Pu - 0,5 кг, для ^{251}Cf - 10 г.

Критическая масса M связана с критической длиной l : $M \sim l^x$, где x зависит от формы образца и лежит в пределах от 2 до 3. Зависимость от формы связана с утечкой нейтронов через поверхность: чем больше поверхность, тем больше критическая масса. Образец с минимальной критической массой имеет форму шара.

Табл. 5. Основные оценочные характеристики чистых изотопов способных к ядерному делению

Изотоп	Получение (источник)	Период полураспада $T_{1/2}$	Критическая масса	Плотность г/см^3	Температура плавления $^{\circ}\text{C}$	Тепловыделение Вт/кг	Нейтроны спонтанного деления $10^5(\text{кг}\cdot\text{сек})$
^{231}Pa	Реактор	32760 лет	750±180 кг	15,37	1572		
^{232}U	Реактор на быстрых нейтронах	68,9 лет		19,04	1134	8097	
^{233}U	Реактор	159200 лет	15 кг	19,04	1134		
^{235}U	Природный уран	$7,038 \times 10^8$ лет	45 кг	19,04	1134		
^{236}U	Реактор	$2,3416 \times 10^7$ лет	? кг	19,04	1134		
^{237}Np	Реактор	$2,14 \times 10^7$ лет	57 кг	20,25	637	0,022	0
^{236}Pu	Реактор	2,9 лет	6-8 кг	19,84	639,7	18500	349
^{238}Pu	Реактор	87,7 лет	9,6-9,8 кг	19,84	639,7	568	26,6
^{239}Pu	Реактор	24100 лет	8 кг	19,84	639,7	1,92	
^{240}Pu	Реактор	6500 лет	36,9 кг	19,84	639,7	7,1	9,1
^{241}Pu	Реактор	14,4 лет	13 кг	19,84	639,7	3,2	0
^{242}Pu	Реактор	380000 лет	83,4 кг	19,84	639,7	0,113	16,9
^{241}Am	Реактор	432 года	60 кг	13,67	1180	114	0,012
$^{242\text{m}}\text{Am}$	Реактор	152 года	3,78 кг	13,67	1180		
$^{243\text{m}}\text{Am}$	Реактор	141 год	9,1 кг	13,67	1180	3,84	1,49
^{243}Am	Реактор	7400 лет	208,8 кг	13,67	1180	6,4	0,03
^{243}Cm	Реактор	28,5 лет	8,6 кг	13,51	1340	1900	0
^{244}Cm	Реактор	18,1 лет	27 кг	13,51	1340	2830	1,11
^{245}Cm	Реактор	8500 лет	9,2 кг	13,51	1340	5,7	0
^{246}Cm	Реактор	4730 лет	39-70,1 кг	13,51	1340		
^{247}Cm	Реактор	$1,56 \times 10^7$ лет	6,94-7,06 кг	13,51	1340		
^{248}Cm	Реактор	340000 лет		13,51	1340		
^{249}Cf	Реактор	351 год	5,9 кг	15,1			
^{250}Cf	Реактор	13,08 лет		15,1			
^{251}Cf	Реактор	898 лет	1,94 кг	15,1			
^{252}Cf	Реактор	2,638 года	2,73 кг	15,1			

Остановимся несколько подробнее на критических параметрах изотопов некоторых элементов. Начнём с урана.

Как уже неоднократно упоминалось, ^{235}U (кларк 0,72%) имеет особо важное значение, поскольку делится под действием тепловых нейтронов ($\sigma_f=583$ барн), выделяя при этом «тепловой нергетический эквивалент» 2×10^7 кВт×ч/к. Поскольку помимо α -распада ^{235}U ещё и спонтанно делится ($T_{1/2}=3,5 \times 10^{17}$ лет), то в массе урана всегда присутствуют нейтроны, а значит возможно создание условий для возникновения самоподдерживающейся цепной реакции деления. Для металлического урана с обогащением 93,5 % критическая масса равна: 51 кг без отражателя; 8,9 кг с отражателем из оксида бериллия; 21,8 кг с полным водяным отражателем. Критические параметры гомогенных смесей урана и его соединений приведены в **Табл. 6**.

Критические параметры изотопов плутония: ^{239}Pu : $M_{кр}=9,6$ кг, ^{241}Pu : $M_{кр}=6,2$ кг, ^{238}Pu : $M_{кр}$ = от 12 до 7,45 кг. Наибольший интерес представляют смеси изотопов: ^{238}Pu , ^{239}Pu , ^{240}Pu , ^{241}Pu . Большое удельное энерговыделение ^{238}Pu приводит к окислению металла в воздухе, поэтому наиболее вероятно его использование в виде оксидов. При получении ^{238}Pu сопутствующим изотопом является ^{239}Pu . Соотношение этих изотопов в смеси определяет как значение критических параметров, так и их зависимость при изменении содержания замедлителя. Различные оценки критической массы для голой металлической сферы из ^{238}Pu дают значения от 12 до 7,45 кг по сравнению с критической массой для ^{239}Pu , равной 9,6 кг. Так как ядро ^{239}Pu содержит нечетное число нейтронов, то критическая масса при добавлении в систему воды будет уменьшаться. Критическая масса ^{238}Pu при добавлении воды увеличивается. Для смеси этих изотопов суммарный эффект добавления воды зависит от соотношения изотопов. При массовом содержании ^{239}Pu , равном 37% или меньше, критическая масса смеси изотопов ^{239}Pu и ^{238}Pu не уменьшается при добавлении в систему воды. В этом случае допустимое количество диоксидов ^{239}Pu — ^{238}Pu составляет 8 кг. При других соотношениях диоксидов ^{238}Pu и ^{239}Pu минимальное значение критической массы изменяется от 500 г для чистого ^{239}Pu до 24,6 кг для чистого ^{238}Pu .

Табл. 6. Зависимость критической массы и критического объёма урана от обогащения по ^{235}U .

Обогащение урана, %	Минимальная критическая масса урана, кг				Минимальный критический объем, л			
	I	II	III	IV	I	II	III	IV
95	0,79	0,79	0,8	0,83	1,27	4,5	6,3	6,9
40	2,2	2,2	2,2	2,3	5,8	8,0	8,8	10,3
20	4,9	4,9	5,1	5,6	8,9	10,2	12,0	14,7
10	11,3	11,7	12,3	16	12,2	14,5	17,5	26
6,5	21	—	—	—	15,7	—	—	—
6	—	—	—	42	—	—	—	50
5	—	32,5	36	65	—	24,5	34	68
4	47	—	52	117	25	—	41	110
3	—	88	95	270	—	45	65	260
2,5	—	—	—	800	—	—	—	660
2	230	230	285	—	74	95	155	—

Примечание. I - гомогенная смесь металлического урана и воды; II - гомогенная смесь диоксида урана и воды; III - раствор уранилфторида в воде; IV - раствор уранилнитрата в воде. * Данные, полученные с помощью графической интерполяции.

Другим изотопом с нечетным числом нейтронов является ^{241}Pu . Минимальное значение критической массы для ^{241}Pu достигается в водных растворах при концентрации 30 г/л и составляет 232 кг. При получении ^{241}Pu из облученного горючего ему всегда сопутствует ^{240}Pu , который по содержанию не превосходит его. При равном отношении нуклидов в смеси изотопов минимальная критическая масса ^{241}Pu превышает критическую массу ^{239}Pu . Следовательно, по отношению к минимальной критической массе изотоп ^{241}Pu при оценке ядерной безопасности можно заменить ^{239}Pu , если в смеси изотопов находятся равные количества ^{241}Pu и ^{240}Pu .

Табл. 7. Минимальные критические параметры урана с обогащением 100% по ^{233}U .

Параметр	Полный водяной отражатель	Без отражателя
Металл плотностью 18660 кг/м³		
Масса сферы, кг	7,6	17
Диаметр бесконечного цилиндра, см	5,1	8,1
Толщина бесконечной пластины, см	0,63	4,6
Объем сферы, л	0,407	0,84
Растворы		
Масса сферы, кг	0,57	1,2
Диаметр бесконечного цилиндра, см	11,9	19,0
Толщина бесконечной пластины, см	3,2	10,2
Объем сферы, л	3,7	8,7
Концентрация в водных растворах, г/л	11,2 ± 0,1	
Количество урана на единицу площади, г/см ²	0,367	0,474

Рассмотрим теперь критические характеристики изотопов америция. Присутствие в смеси изотопов ^{241}Am и ^{243}Am увеличивает критическую массу ^{242m}Am . Для водных растворов существует такое соотношение изотопов, при котором система всегда подкритична. При массовом содержании ^{242m}Am в смеси ^{241}Am и ^{242m}Am менее 5% система остается подкритической вплоть до концентрации америция в растворах и механических смесях диоксида с водой, равной 2500 г/л. ^{243}Am в смеси с ^{242m}Am также увеличивает критическую массу смеси, но в меньшей степени, так как сечение захвата тепловых нейтронов для ^{243}Am на порядок ниже, чем у ^{241}Am .

Табл. 8. Критические параметры гомогенных плутониевых ($^{239}\text{Pu}+^{240}\text{Pu}$) сферических сборок.

Состав активной зоны	Содержание ^{243}Pu , %	Концентрация Pu, c_{Pu} , кг/л	$R_{сф}$, см
Металл без отражателя	5,9	17,35	5,59
	19,98	15,73	66,8
Металл, отражатель — вода	5,18	19,74	4,12

Табл. 9. Зависимость критических массы и объема для соединений плутония* от изотопного состава плутония

Содержание ^{240}Pu , %	Минимальная критическая масса плутония, кг				Минимальный критический объем смеси или раствора, л			
	I	II	III	IV	I	II	III	IV
0	0,57	0,57	0,58	0,59	0,29	1,15	5,9	8,0
5	0,70	0,7	0,7	0,72	0,31	1,25	9,6	11,3
10	0,83	0,83	0,83	0,85	0,33	1,4	12,5	13,7
20	1,25	1,25	1,25	1,27	0,36	1,5	19,2	20,2
30	2	—	—	—	0,4	—	—	—
40	3,95	—	—	—	0,46	—	—	—
50	10,7	—	—	—	0,52	—	—	—

* Основной нуклид ^{239}Pu .

Примечание. I - гомогенная смесь металлического плутония и воды; II - гомогенная смесь диоксида плутония и воды; III - гомогенная смесь оксалата плутония и воды; IV - раствор нитрата плутония в воде.

Табл. 10. Зависимость минимальной критической массы ^{242m}Am от его содержания в смеси ^{242m}Am и ^{241}Am (критическая масса рассчитана для $\text{AmO}_2+\text{H}_2\text{O}$ в сферической геометрии с водяным отражателем):

Содержание ^{242m}Am , %	Критическая масса ^{242m}Am , г
100	17
20	40
10	160
8	420
6,25	>2000

В случае кюрия наибольший интерес представляет смесь ^{244}Cm с ^{245}Cm .

Табл. 11. Влияние содержания ^{244}Cm на минимальную критическую массу ^{245}Cm в смеси $\text{CmO}_2 + \text{H}_2\text{O}$ в зависимости от массового содержания.

Содержание ^{245}Cm , %	Критическая масса ^{245}Cm , г
100	36
10	41
5	46
2,5	54
1,25	68

При малой массовой доле ^{245}Cm нужно учитывать, что ^{244}Cm также имеет конечную критическую массу в системах без замедлителей. Другие изотопы кюрия с нечетным числом нейтронов имеют минимальную критическую массу в несколько раз большую, чем ^{245}Cm . В смеси $\text{CmO}_2 + \text{H}_2\text{O}$ изотоп ^{243}Cm имеет минимальную критическую массу порядка 108 г, а ^{247}Cm - порядка 1170 г. По отношению к критической массе можно считать, что 1 г ^{245}Cm эквивалентен 3 г ^{243}Cm или 30 г ^{247}Cm . Минимальная критическая масса ^{245}Cm , г, в зависимости от содержания ^{245}Cm в смеси изотопов ^{244}Cm и ^{245}Cm для $\text{CmO}_2 + \text{H}_2\text{O}$ достаточно хорошо описывается формулой

$$M_{кр} = 35,5 + \frac{0,5}{\xi + 0,003}, \quad (10)$$

где ξ — массовая доля ^{245}Cm в смеси изотопов кюрия.

Критическая масса зависит от сечения реакции деления. При создании оружия, всяческими ухищрениями можно уменьшить требуемую для взрыва критическую массу. Так, для создания атомной бомбы необходимо 8 кг урана-235 (при имплозивной схеме и в случае чистого урана-235; при использовании же 90% урана-235 и при ствольной схеме атомной бомбы требуется не менее 45 кг оружейного урана). Критическую массу можно существенно уменьшить, окружив образец делящегося вещества слоем материала, отражающего нейтроны, например, бериллия или природного урана. Отражатель возвращает значительную часть нейтронов, вылетающих через поверхность образца. Например, если использовать отражатель толщиной в 5 см, изготовленный из таких материалов, как уран, железо, графит, критическая масса составит половину от критической массы «голого шара». Более толстые отражатели уменьшают критическую массу. Особенно эффективен бериллий, обеспечивающий критическую массу в 1/3 от стандартной критической массы. Система на тепловых нейтронах имеет самый большой критический объем и минимальную критическую массу.

Важную роль играет степень обогащения по делящемуся нуклиду. Природный уран с содержанием ^{235}U 0,7% не может быть использован для изготовления атомного оружия, поскольку остальной уран (^{238}U) интенсивно поглощает нейтроны, препятствуя развитию цепного процесса. Поэтому изотопы урана необходимо разделить, что представляет собой сложную и трудоёмкую задачу. Разделение приходится вести до степеней обогащения по ^{235}U выше 95%. Попутно необходимо избавляться от примесей элементов с высоким сечением захвата нейтронов.

Замечание. При приготовлении оружейного урана, не просто избавляются от ненужных примесей, а замещают их на другие примеси, способствующие цепному процессу, например, вводят элементы – размножители нейтронов.

Уровень обогащения урана оказывает существенное влияние на величину критической массы. Например, критическая масса урана с обогащением ^{235}U 50% составляет 160 кг (в 3 раза больше массы 94%-го урана), а критическая масса 20%-го урана составляет 800 кг (то есть в ~15 раз больше, чем критическая масса 94%-го урана). Аналогичные коэффициенты зависимости от уровня обогащения применимы и к оксиду урана.

Критическая масса обратно пропорциональна квадрату плотности материала, $M_{кр} \sim 1/\rho^2$. Так, критическая масса металлического плутония в дельта-фазе (плотность 15,6 г/см³) составляет 16 кг. Это обстоятельство учитывается при конструировании компактной атомной бомбы. Поскольку вероятность захвата нейтронов пропорциональна концентрации ядер, увеличение плотности образца, например, в результате его сжатия, способно привести к возникновению в образце критического состояния. В ядерных взрывных устройствах масса делящегося вещества, находящаяся в безопасном подкритическом состоянии переводится во взрывное сверхкритическое с помощью направленного взрыва, подвергающего заряд сильной степени сжатия.

Минимальное количество делящегося вещества, необходимого для осуществления цепной реакции, зависит в основном от достижимой на практике степени сжатия.

Задача. Оценим, возможно ли сжатие твёрдого тела. Жесткость твердого материала определяется межатомной связью, которая, в свою очередь, связана со скоростью распространения звука – c в этом материале. Величина c^2 выражает энергию связи $\varepsilon \sim c^2 = 10^{11}$ эрг/г. Отсюда следует оценка давления, способного вызвать заметное сжатие $p = \rho c^2$ ($\rho \approx 10^6$ атм). Калорийность взрывчатого вещества $q \approx 5 \cdot 10^{10}$ эрг/г. 50 кг взрывчатых веществ способны сжать 5 кг металла в 2 - 2,5 раза.

Описанный способ перевода через критическое состояние называется «имплозия» или «взрыв внутрь». Он уже использовался уже в первой плутониевой американской (бомба «Голстяк» сброшена на Нагасаки) и советской (1949) бомбах. Характерная скорость сжатия составляет в приведенном примере 3 км/сек, а радиус сжатого плутония – 3 см. В время сжатия 10^{-5} сек, а время пребывания в надкритическом состоянии – $5 \cdot 10^{-6}$ с. При длине пробега нейтрона до деления 10 см и скорости нейтрона 10^9 см/сек, время между делениями $\tau \approx 10^{-8}$ сек. Цепная реакция лавинообразно нарастает, число нейтронов следует закону $N \sim e^{t/\tau}$, где τ – некая усредненная константа (скорость размножения нейтронов $1/\tau$ равна нулю в критическом состоянии и достигает величины 10^8 в момент максимального сжатия, комбинация $\Lambda(t) = t/\tau$ называется числом поколений нейтронов).

Замечание. Критическая масса отнюдь не мировая константа. Приведённые выше значения носят оценочный характер. Начать с того, что реальный заряд никогда не бывает сферой, в лучшем случае это сферическая оболочка, заполненная внутри чем-то полезным. Чистые металлы тоже никогда не используются, обычно это сплавы, причём специального состава: направленно вводимые добавки изменяют энергетический спектр нейтронов в нужную сторону, размножают и увеличивают плотность нейтронов. Большое значение имеет использование отражающих экранов, которые не просто отражают нейтроны, а размножают их (известны элементы, которые при поглощении одного нейтрона, способны выдать 7). Важно и агрегатное состояние заряда (твёрдое тело, раствор, расплав), а также используемая интенсивность сжатия. В результате, реальные критические массы намного меньше приводимых в учебной литературе: вышеприведённые значения смело можно уменьшать в разы, а то и на порядок.

В ядерной энергетике параметр критической массы является определяющим при конструировании и расчётах самых разнообразных устройств, использующих различные изотопы элементов, способные с выделением большого количества энергии. Например, при проектировании мощных радиоизотопных генераторов, в которых используются в качестве топлива уран и ряд трансурановых элементов, параметр критической массы ограничивает мощность такого устройства. При создании ядерного и термоядерного оружия параметр критической массы влияет как на конструкцию взрывного устройства, так и на его стоимость и сроки хранения. В случае проектирования атомного реактора, параметры критической массы также ограничивают как минимальные, так и максимальные размеры будущего реактора.

3. ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ В АТОМНОЙ БОМБЕ

Делящихся нуклидов, пригодных для изготовления атомного оружия много, но почти всё оружие работает на двух изотопах: ^{235}U и ^{239}Pu . При этом следует понимать, что уран хорошо пригоден для использования в атомной энергетике, т.к. позволяет управлять своей цепной реакцией, но он не эффективен для осуществления неуправляемой цепной реакции - атомного взрыва: у него меньшая скорость самопроизвольного деления ядер и больше критическая масса. Плутоний, наоборот, более пригоден для ядерного оружия: у него большая скорость самопроизвольного деления ядер и гораздо меньше критическая масса. ^{239}Pu не позволяет надёжно управлять своей цепной реакцией и поэтому мало применяется в атомной энергетике.

3.1 Урановый заряд

Для получения эффективного взрыва необходимо, чтобы цепная реакция развивалась чрезвычайно быстро; в противном случае лишь незначительное количество ядерной энергии будет использовано до того, как бомба разлетится на части и реакция прекратится. Необходимо предотвратить и преждевременный взрыв. Эта проблема полной "детонации" была и всё ещё остается одной из самых трудных проблем при создании высокоэффективной атомной бомбы.

Если все атомы килограмма ^{235}U подвергнутся делению, то освобожденная при этом энергия эквивалентна энергии, получающейся при взрыве 20000 тонн тринитротолуола. Для оценки эффективности атомной бомбы необходимо знать: 1) какой процент способных к делению ядер успеет испытать деление прежде, чем реакция закончится. т.е. какова будет эффективность взрыва, 2) каково действие столь мощной концентрации освобождаемой энергии?

Задача. Определить массу нуклида ^{235}U , подвергшуюся делению при взрыве атомной бомбы с тротильным эквивалентом $E_{\text{тр}} = 30$ кт, если тепловой эквивалент тротила $q_{\text{тр}} = 4,1$ кДж/г.

Решение. Масса нуклида ^{235}U , испытавшего деление, составит

$$M_U = \frac{E_{mp} q_{mp}}{W(m)} = \frac{3 \cdot 10^6 \cdot 4,1 \cdot 10^6}{8,2 \cdot 10^{13}} = 1,5 \text{ кг}$$

Поскольку, масса заряда 52 кг, а прореагировало только 1,5 кг, то эффективность урановой атомной бомбы не очень высока.

3.1.1 Делящиеся изотопы урана

Ядерно-физические свойства изотопов урана.

Известно 33 радиоактивных изотопа урана. Природный уран состоит из трёх радиоактивных изотопов: ^{238}U (99,2739%, $T=4.47 \cdot 10^9$ лет, α -излучатель, родоначальник радиоактивного ряда $(4n+2)$), ^{235}U (0.7205%, $T=7,04 \cdot 10^8$ лет, родоначальник радиоактивного ряда $(4n+3)$) и ^{234}U (0.0056%, $T=2.48 \cdot 10^5$ лет, α -излучатель). Последний изотоп является не первичным, а радиогенным, он входит в состав радиоактивного ряда ^{238}U . Атомная масса природного урана 238,0289. Поперечное сечение захвата тепловых нейтронов ^{233}U $4,6 \cdot 10^{-27} \text{ м}^2$, ^{235}U $9,8 \cdot 10^{-27} \text{ м}^2$, ^{238}U $2,7 \cdot 10^{-28} \text{ м}^2$; сечение деления ^{233}U $5,27 \cdot 10^{-26} \text{ м}^2$, ^{235}U $5,84 \cdot 10^{-26} \text{ м}^2$, природной смеси изотопов $4,2 \cdot 10^{-28} \text{ м}^2$.

Изотопы урана, как правило, α -излучатели, но ^{233}U , ^{238}U и ^{239}U помимо альфа- испытывают и другой тип распада – **спонтанное деление**, хотя вероятность деления намного меньше вероятности α -распада.

Табл. 12. Особенности спонтанного деления изотопов урана и плутония.

Ядро	Период полураспада	Вероятность деления на распад (%)	Число нейтронов на одно деление	Интенсивность, нейтроны/г-сек
^{235}U	7.04×10^8 лет	7.0×10^{-9}	1.86	1.0×10^{-5}
^{238}U	4.47×10^9 лет	5.4×10^{-5}	2.07	0.0136
^{239}Pu	2.41×10^4 лет	4.4×10^{-10}	2.16	2.2×10^{-2}
^{240}Pu	6569 лет	5.0×10^{-6}	2.21	920
^{252}Cf	2.638 лет	3.09	3.73	2.3×10^{12}

Некоторые изотопы урана способны к **вынужденному делению** под действием нейтронов.

С точки зрения практических приложений важно, что изотопы ^{233}U и ^{235}U делятся под действием как тепловых, так и быстрых нейтронов, а ядра ^{238}U способны к делению только при захвате нейтронов с энергией более 1 МэВ. При захвате нейтронов с меньшей энергией ядра ^{238}U превращаются сначала в ядра ^{239}U , которые далее испытывают β -распад и переходят сначала в ^{239}Np , а затем - в ^{239}Pu . Эффективные сечения захвата тепловых нейтронов ядер ^{234}U , ^{235}U и ^{238}U равны $98 \cdot 10^{-28}$, $683 \cdot 10^{-28}$ и $2,7 \cdot 10^{-28} \text{ м}^2$ соответственно. Полное деление ^{235}U приводит к выделению «теплого энергетического эквивалента» $2 \cdot 10^7$ кВт.ч/кг.

Табл. 13. Ядерно-физические свойства ^{239}Pu и ^{235}U .

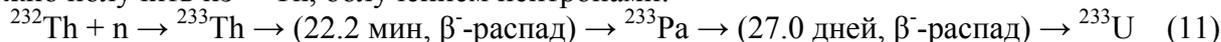
Изотоп	$\sigma_{\text{тепл}}$ (барн)	$\sigma_{\text{быстр}}$ (барн)	Число нейтронов на акт деления
^{239}Pu	742,5	1,8	2,871
^{235}U	582,2	2,0	2,418

Табл. 14. Эффективность захвата нейтронов изотопами урана ^{235}U и ^{238}U

	^{238}U	^{235}U
Скорость нейтронов	^{238}U	^{235}U
Быстрые нейтроны, энергия (>1 МэВ)	Происходит деление, захват маловероятен	Происходит деление, захват маловероятен
Промежуточные нейтроны, энергия (<10 эВ)	Происходит захват $^{238}\text{U} + n \rightarrow ^{239}\text{U}$	Захват маловероятен
Тепловые нейтроны, энергия (< 0.5 эВ)	Захват происходит очень редко (если происходит, образуется ^{239}U)	Происходит захват, ведущий к делению

Уран-233 - α -излучатель, $T=1,585 \cdot 10^5$ лет, материнские нуклиды $^{237}\text{Pu}(\alpha)$ $^{233}\text{Np}(\beta^+)$ $^{233}\text{Pa}(\beta^-)$, дочерний нуклид ^{229}Th . ^{233}U получается в атомных реакторах из тория: ^{232}Th захватывает нейтрон и превращается в ^{233}Th , который распадается на ^{233}Pa , а затем в ^{233}U . Ядра ^{233}U способны как к спонтанному делению, так и к делению под действием нейтронов любых энергий, что делает его пригодным к производству как атомного оружия, так и реакторного топлива (возможно расширенное воспроизводство ядерного горючего). Эффективное сечение деления быстрыми нейтронами 533 барн, период полураспада 1585000 лет, в природе не встречается. Критическая масса ^{233}U в три раза меньше критической массы ^{235}U (около 16 кг). ^{233}U имеет интенсивность спонтанного деления равную 720 делений/с.кг.

^{235}U можно получить из ^{232}Th , облучением нейтронами:



При поглощении нейтрона, ядро ^{233}U обычно делится, но изредка захватывает нейтрон, переходя в ^{234}U (этот процесс существенно менее вероятен, чем деление). Доля процессов неделения меньше, чем в других делящихся топливах (^{235}U , ^{239}Pu , ^{241}Pu). Она остаётся малой при всех энергиях нейтронов. Нароботка ^{233}U из сырья для ториевой промышленности - долгосрочная стратегия развития ядерной индустрии Индии, имеющей существенные запасы тория. Вне Индии, интерес к топливному циклу на основе тория не слишком велик, хотя мировые запасы тория в три раза превосходят запасы урана. ^{233}U можно использовать как топливо в атомном реакторе, так и в оружейном заряде. В 1955 США проверили оружейные качества ^{233}U , взорвав бомбу на его основе в операции Teapot. С оружейной точки зрения ^{233}U , сравним с ^{239}Pu : его радиоактивность – 1/7 ($T=159200$ лет против 24100 лет у плутония), его критическая масса на 60% выше (16 кг против 10 кг), а скорость спонтанного деления выше в 20 раз ($6 \cdot 10^{-9}$ против $3 \cdot 10^{-10}$). Однако, так как его удельная радиоактивность ниже, то нейтронная плотность ^{233}U в три раза выше, чем у ^{239}Pu . Создание ядерного заряда на основе ^{233}U требует больших усилий, чем на плутонии: наличие в ^{233}U примеси ^{232}U затрудняет работы и позволяет легко обнаружить готовое оружие. Содержание ^{232}U в оружейном ^{233}U не должно превышать 5 частей на миллион (0.0005%). В коммерческом ядерном топливном цикле наличие ^{232}U не представляет собой большого недостатка, даже желательно, поскольку это снижает возможность распространения урана для оружейных целей.

Удельная радиоактивность ^{233}U 9.636 милликюри/г, его α -активность (и радиотоксичность) составляет 15% от ^{239}Pu . Всего 1% ^{232}U увеличивает радиоактивность до 212 милликюри/г. Цепочка распада ^{233}U относится к нептуниевому ряду. Один из продуктов распада ^{233}U – ^{213}Bi . Висмут 213 применяют в терапии некоторых типов рака, включая острую миелоидную лейкемию и раковые образования поджелудочной железы, почек и других органов.

Уран-235 – изотоп, способный давать быстроразвивающуюся цепную реакцию деления. Это – первый изотоп, на котором была открыта реакция вынужденного деления ядер под действием нейтронов. Поглощая нейтрон, ^{235}U переходит в ^{236}U , который делится на две части, выделяя энергию и испуская несколько нейтронов. Интенсивность спонтанного деления ^{235}U 0.16 делений/с·кг. При делении одного ядра ^{235}U выделяется 200 МэВ энергии= $3,2 \cdot 10^{-11}$ Дж, т.е. 18 ТДж/моль= 77 ТДж/кг. Однако 5% этой энергии уносится недектируемыми нейтронами. Ядерное сечение тепловыми нейтронами составляет 1000 барн, а быстрыми нейтронами – 1 барн. 60-кг ^{235}U производит всего 9.6 делений/с, что упрощает изготовление атомной бомбы по пушечной схеме. ^{238}U создает в 35 раз больше нейтронов на килограмм, так что даже маленький процент этого изотопа увеличивает излучение в несколько раз, что крайне нежелательно. ^{234}U создает в 22 раза больше нейтронов, чем ^{235}U и даёт похожий на ^{238}U вредный эффект. Удельная активность ^{235}U всего 2.1 микрокюри/г; загрязнение его 0.8% ^{234}U поднимают ее до 51 микрокюри/г. Критическая масса оружейного урана. (93,5% ^{235}U) в водных растворах составляет менее 1 кг, для открытого шара – около 50 кг, для шара с отражателем – 15 – 23 кг.

Замечание. Уран с содержанием ^{235}U более 85% называется оружейным ураном, с содержанием более 20% и менее 85% - ураном, годным к оружейному применению, поскольку из него можно приготовить «плохую» (неэффективную бомбу). Но из него можно изготовить и «хорошую» бомбу, если применить имплозию, нейтронные отражатели и некоторые дополненные ухищрения. К счастью, реализовать такие ухищрения на практике пока могут только 2-3 страны в мире. Сейчас, бомбы из урана, по-видимому, нигде не производятся (плутоний вытеснил уран из ядерного оружия), но перспективы урана-235 сохраняются благодаря простоте пушечной схемы урановой бомбы и возможности расширенного производства таких бомб при неожиданно возникшей необходимости.

Будучи более легким, ^{234}U пропорционально обогащается даже ещё в большей степени, чем ^{235}U во всех процессах разделения природных изотопов урана, основанных на разнице в массах, что представляет определённую проблему при производстве зарядов атомных бомб. Высокообогащенный ^{235}U обычно содержит 1.5-2.0% ^{234}U .

Деление ^{235}U используется в атомном оружии, для производства энергии и для синтеза важных актинидов. Уран природного состава используется в ядерных реакторах для производства нейтронов. Цепная реакция поддерживается благодаря избытку нейтронов, образующихся при делении ^{235}U , в то же время избыточные нейтроны, невостребованные цепной реакцией, захватываются другим природным изотопом, ^{238}U , что приводит к получению плутония, также способного делиться под действием нейтронов.

Уран-238 - делящийся нейтронами высоких энергий (более 1 МэВ), способный к самопроизвольному делению, составляет основу природного урана (99,27%), α -излучатель, $T=4,468 \cdot 10^9$ лет, непосредственно распадается на ^{234}Th , образует ряд генетически связанных радионуклидов, и через 18 продуктов превращается в ^{206}Pb . Постоянная скорость распада ряда даёт возможность использования отношения концентраций материнского нуклида к дочернему в радиометрическом датировании. Период полураспада ^{238}U по спонтанному делению точно не установлен, но он очень большой – порядка 10^{16} лет, так что вероятность

деления по отношению к основному процессу - испусканию α -частицы - составляет всего 10^{-7} . Один килограмм урана дает всего 10 спонтанных делений в секунду, а за это же время α -частицы излучают 20 миллионов ядер. Материнские нуклиды: $^{242}\text{Pu}(\alpha)$, $^{238}\text{Pa}(\beta^-)$, ^{234}Th , дочерний - ^{234}Th .

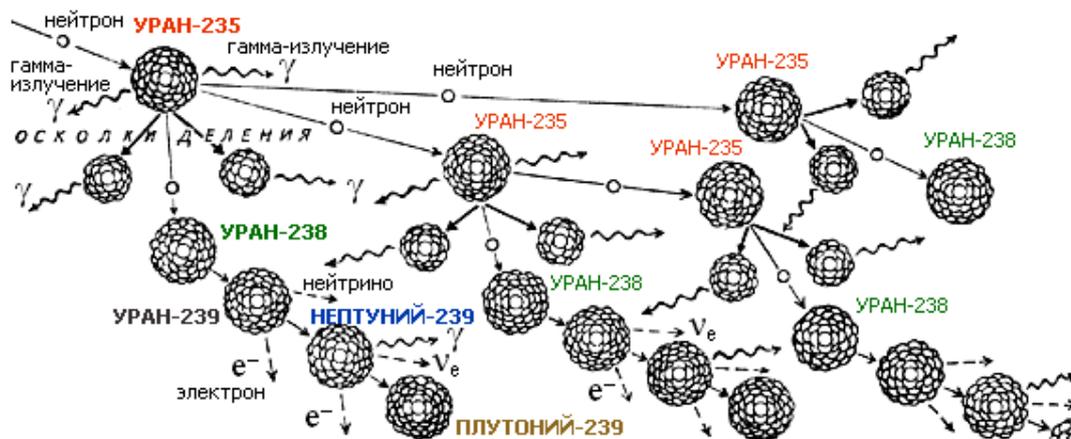


Рис. 2. Ядерные процессы при цепном делении урана.

Хотя ^{238}U не может быть использован как первичный делящийся материал, из-за высокой энергии нейтронов, необходимых для его деления, он занимает важное место в ядерной отрасли. Имея высокую плотность и атомный вес, ^{238}U пригоден для изготовления из него оболочек заряда/рефлектора в атомной и водородной бомбах. Тот факт, что он делится быстрыми нейтронами, увеличивает энерговыход заряда: косвенно, размножением отраженных нейтронов или непосредственно при делении ядер оболочки заряда быстрыми нейтронами (при синтезе). Примерно 40% нейтронов, образованных при делении и все нейтроны синтеза обладают достаточными для деления ^{238}U энергиями. ^{238}U имеет интенсивность спонтанного деления в 35 раз более высокую, чем ^{235}U , 5.51 делений/с·кг. Это делает невозможным применение его в качестве оболочки заряда/рефлектора в бомбах пушечной схемы, ибо подходящая его масса (200-300 кг) создаст слишком высокий нейтронный фон. Чистый ^{238}U имеет удельную радиоактивность 0.333 микрокюри/г. Важная область применения этого изотопа урана - производство ^{239}Pu . Плутоний образуется в ходе нескольких реакций, начинающихся после захвата атомом ^{238}U нейтрона. Любое реакторное топливо, содержащее природный или частично обогащенный по 235-му изотопу уран, после окончания топливного цикла содержит в себе определенную долю плутония.

Уран, получаемый из переработанного уранового топлива, помимо ^{238}U содержит довольно большие количества ^{236}U и все изотопы от ^{232}U до ^{238}U за исключением ^{237}U .

3.1.2 Устройство и принцип работы урановой атомной бомбы

В основу ядерного оружия положена неуправляемая цепная реакция деления ядра. Существуют две основные схемы: «пушечная» (баллистическая) и имплозионная. «Пушечная» схема характерна для самых примитивных моделей ядерного оружия первого поколения, а также артиллерийских и стрелковых ядерных боеприпасов, имеющих ограничения по калибру оружия. Суть её заключается в «выстреливании» навстречу друг другу двух блоков делящегося вещества докритической массы. Данный способ детонации возможен только в урановых боеприпасах, так как плутоний имеет более высокий нейтронный фон, что приводит к увеличению требующейся скорости соединения частей заряда, превышающий технически достижимые. Вторая схема подразумевает получение сверхкритического состояния путём обжатия делящегося материала сфокусированной ударной волной, создаваемой взрывом обычной химической взрывчатки, которой для фокусировки придаётся весьма сложная форма и подрыв производится одновременно в нескольких точках с прецизионной точностью.

Устройство и принцип работы урановой атомной бомбы поясним на примере бомбы «Малыш» ('Little boy'), сброшенной американцами на японский город Хиросиму. Собрана она по пушечной схеме.

Бомба Little boy, "Малыш", сброшена на Хиросиму. Пушечная схема. Размеры 3 м в длину на 0.7 м в диаметре, делящийся материал - уран. Внутри укороченного гладкоствольного калибра 76.2 мм морского орудия подкритический снаряд из урана-235 поджигался у подкритической мишени из урана-235. В качестве метательного взрывчатого вещества используется бездымный порох. В момент столкновения образовывалась масса, превосходившая критическую, что запускало цепную ядерную реакцию. Ствол орудия и мощная оболочка придавали бомбе вес свыше 4-х тонн. Подкритический материал - сплав ораллой. Делящиеся материалы имели геометрическую форму, позволяющую выдержать силу выстрела в орудийном стволе, а затем резкую остановку в точке цели, и удерживаться вместе достаточно долго для детонации. Бомба свободного падения, подрыв воздушный.

Замечание. Во время Манхэттенского проекта природный уран получил название "tuballoy" (сокращенно "Tu") из-за подразделения проекта "Tube Alloy Division", это название все еще иногда встречается в отношении природного или обедненного урана. Кодовое имя высокообогащенного урана (особенно оружейного обогащения) - "oralloy".

Урановый заряд в бомбе состоит из двух частей: мишени и снаряда. Снаряд диаметром 10 и длиной 16 сантиметров представляет собой набор из шести урановых колец. В нём содержится 25.6 кг - 40% всего урана. Кольца в снаряде поддерживаются диском из карбида вольфрама и стальными пластинами и находятся внутри стального корпуса. Мишень массой 38.46 кг сделана в форме полого цилиндра диаметром 16 см и длиной 16 см. Она выполнена в виде двух отдельных половинок. Мишень вмонтирована в корпус, служащий отражателем нейтронов. Использованное в бомбе количество урана даёт критическую массу и без отражателя, однако его наличие, как и изготовление снаряда из более обогащенного урана (89% ^{235}U) чем мишень (~80% ^{235}U), позволяет увеличить мощность заряда. Для производства "Малыша" потребовалось 64 кг обогащенного урана, что составляет ~2.5 критические массы. Для предотвращения случайного возникновения цепной реакции в мишени содержится боровая заглушка, а снаряд вложен в боровую оболочку. Бор является хорошим поглотителем нейтронов. Он увеличивает безопасность при перевозке и хранении снаряженного боеприпаса. Когда снаряд достигает цели, его оболочка отлетает, а заглушка в мишени выбрасывается из нее. Собранный оболочка бомбы состоит из корпуса из карбида вольфрама (служащим отражателем нейтронов), окруженного стальной рубашкой диаметром 60 см. Общая масса такой конструкции - 2.3 т. В просверленное в рубашке отверстие установлен карбидный корпус, в который вмонтирована мишень. В днище отверстия находится один или несколько бериллиево-полониевых инициаторов.

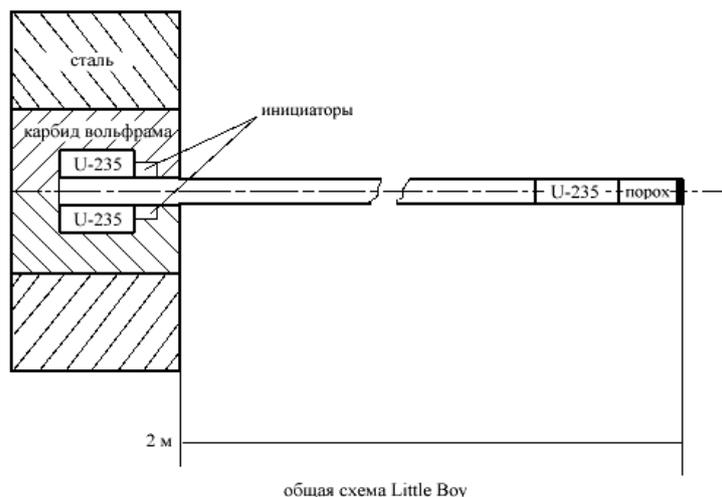


Рис. 3. Пушечная схема атомной бомбы (Little Boy).

Рис. 3. Пушечная схема атомной бомбы (Little Boy).

3.2 Плутониевый заряд

Первая плутониевая бомба была взорвана на полигоне в 1945, т. е. через четыре года после его открытия как химического элемента и открытия деления его изотопа ^{239}Pu . Для этого потребовалось сначала построить урановый атомный реактор, наработать плутоний в этом реакторе из ^{238}U , затем выделить его из облученного урана, хорошо изучить его свойства, изготовить бомбу. Химическое отделение плутония от урана оказалось более практичным, чем разделение изотопов ^{235}U и ^{238}U физическими методами.

Простая пушечная схема, приемлемая для урана, для плутония не подходит: ядерная реакция начнётся преждевременно, и взрывной эквивалент окажется мизерным. Кроме того, пушечная схема требует большого количества плутония. Оружейный плутоний взрывают по имплозионным схемам: взрыв во внутрь из не критической создаёт критическую массу путём увеличения плотности плутония внешним сжатием. Мощность и коэффициент использования материала в имплозивных бомбах выше, чем в ствольных на два порядка. Схема эта сложна, требует точной организации обжима заряда.

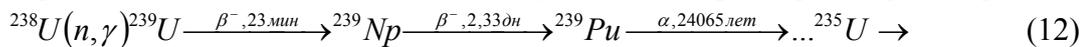
При использовании в качестве делящегося материала плутония для вызова цепной ядерной реакции применялся принцип имплозии, «взрыва во внутрь». С помощью системы специальных линз расходящиеся взрывные волны преобразовывались в сходящуюся сферически симметричную ударную волну, резко сжимающую шарик из делящегося материала. Эта схема подразумевает получение сверхкритического состояния путём обжатия делящегося материала сфокусированной ударной волной, создаваемой взрывом обычной химической взрывчатки, которой для фокусировки придаётся весьма сложная форма и подрыв производится одновременно в нескольких точках с прецизионной точностью. По этой схеме работала бомба "Толстяк" (Fat Man), сброшенная на японский город Нагасаки.

Замечание. Принцип имплозии, «взрыва во внутрь», успешно реализуется в плутониевых атомных бомбах. Но он может быть использован и для урановых зарядов. Так, применение схемы имплозии к урану позволило создать компактное тактическое оружие – артиллерийские снаряды, мины и т.п. Для создания имплозивного ядерного боеприпаса требуется менее 15 кг оружейного урана (обогащение 90%). В принципе, схема имплозии позволяет создать ядерное оружие на не слишком сильно обогащённом уране.

Практически самый важный - изотоп ^{239}Pu с периодом полураспада $T_{1/2}=2.44 \cdot 10^4$ лет, испускающий α -частицы (5,15 (69%), 5,453 (24%) и 5,351(0,15%) МэВ и слабое γ -излучение, поперечное сечение захвата тепловых нейтронов $\sigma=2,71 \cdot 10^{-26}$ м². Скорость самопроизвольного деления 36 делений на 1 г/час, период

полураспада по делению $5,5 \cdot 10^{15}$ лет. 1 кг ^{239}Pu эквивалентен 22 миллионам киловатт час тепловой энергии. Взрыв 1 кг плутония равен взрыву 20000 тонн тротила. Единственный изотоп плутония, используемый в атомном оружии.

Этот изотоп делится под действием тепловых нейтронов и используется в ядерных реакторах в качестве горючего, а в атомных бомбах, как взрывчатка. Он - первый искусственный элемент, производство которого началось в промышленных масштабах. ^{239}Pu получается в ядерных реакторах по реакции:



Поперечное сечение реакции около 455 барн.

Отделение плутония от урана, проводимое химическими методами, представляет относительно более простую задачу, чем разделение изотопов урана. Вследствие этого стоимость плутония вдвое ниже стоимости ^{235}U . Когда ядро ^{239}Pu делится нейтронами на два осколка примерно равной массы, выделяется около 200 МэВ энергии.

^{239}Pu имеет большие сечения рассеивания и поглощения, чем уран и большее число нейтронов в расчете на одно деление (3,03 нейтрона на один акт деления по сравнению с 2,47 у ^{235}U), и, соответственно, меньшую критическую массу (для высокообогащенного урана значение критической массы составляет 52 кг, для оружейного плутония - 11 кг при пушечной схеме атомной бомбы, при имплозивной схеме, критические массы, естественно, намного меньше (для ^{239}Pu не более 6 кг). Чистый ^{239}Pu имеет среднюю величину испускания нейтронов от спонтанного деления примерно 30 нейтронов/с·кг (~10 делений/с·кг). Сечение деления тепловыми нейтронами изотопа ^{239}Pu весьма велико (738 барн), причем один акт деления приводит к испусканию трёх нейтронов. Из-за сильной α -радиоактивности доля включения легких элементов в плутониевом заряде атомной бомбы не должна превышать нескольких частиц к миллиону (чтобы избежать реакций (α, n)).

Табл. 15. Сечения деления σ_f и захвата σ_c изотопов урана и ^{239}Pu тепловых и быстрых нейтронов

0,025 эВ		1 МэВ					
σ_f барн	σ_c барн	ν	η	σ_f барн	σ_c барн	ν	η
738	290	2,9	2,1	2	0,1	3	3
530	60	2,5	2,3	2	0,1	2,5	2,5
580	110	2,5	2,1	1,3	0,1	2,5	2,5
0	2,7	0	0	0,5	0,15	-	-
3,9	3,5	2,5	1,3	0,01	0,15	2,5	0,2

Здесь ν - число нейтронов, возникающих при одном акте деления, η - число нейтронов, идущих на деление.

Табл. 16. Минимальные критические массы изотопов плутония

Нуклид	Критическая масса	Условия, в которых находится критическая масса
^{238}Pu	7,8 кг	Металлический, полностью экранированный шар
^{238}Pu	15,0 кг	Металлический, неэкранированный шар
^{239}Pu	509 г	Раствор (33 г Pu/л H_2O) в шарообразном сосуде диаметром 30,48 см, экранированный
^{239}Pu	531—547 г	Раствор плутония, полностью экранированный
^{239}Pu	905 г	Раствор $\text{Pu}(\text{NO}_3)_4$ в шарообразном сосуде из высококачественной стали (толщина стенок 0,317 см), не экранированный
^{239}Pu	5,425 кг	Металлический шар, полностью экранированный водой
^{241}Pu	260 г	Раствор плутония (32 г Pu/л H_2O), полностью экранированный

Относительно короткий период полураспада ^{239}Pu (по сравнению с ^{235}U) подразумевает значительное выделение энергии при радиоактивном распаде. ^{239}Pu производит 1.92 Вт/кг. На ощупь плутоний достаточно теплый. Если кусок плутония хорошо теплоизолировать, он разогреется до температуры свыше 100° за два часа и вскоре до точки перехода альфа в бета фазу. Такой разогрев представляет проблему для конструирования оружия из-за изменения объема, фазовых переходов нестабилизированного плутония. Удельная активность ^{239}Pu 61.5 мКи/г. Принадлежащие к одному радиоактивному семейству ^{239}Pu и ^{235}U , близки по характеру протекания процесса деления: Оба нуклида содержат четное число протонов и нечетное число нейтронов, и оба сильно возбуждаются при присоединении к ним нейтрона. Параметр деления $\frac{Z^2}{A}$ для ^{239}Pu больше, чем для ^{235}U . Поэтому ^{239}Pu легко делится тепловыми нейтронами. Делящийся изотоп

^{239}Pu при полном распаде дает тепловую энергию, эквивалентную 25000000 квт-час/кг, что открывает возможность использования ^{239}Pu в качестве ядерного горючего.

Сильные потоки нейтронов (возникающие при наличии примеси ^{240}Pu) делают сложным сжатие ядра бомбы, содержащего несколько килограммов плутония, в надкритичное состояние. Не успев его достигнуть, заряд разрушался с большим, но отнюдь не с максимально возможным энерговыходом (КПД – первых бомб – не выше 10%). Сейчас прибегают к использованию смешанных зарядов, включающих урановую (^{235}U) и плутониевую компоненты, причём содержание плутония существенно меньше, чем урана. Окончательно проблема примесного ^{240}Pu была снята с переходом на водородные бомбы: усиление за счет синтеза гарантировала высокое выделение энергии (высокий КПД), даже при маломощных начальных зарядах деления.

Толстяк (Fat Man) - кодовое имя атомной бомбы, разработанной в рамках Манхэттенского проекта, сброшенной 9 августа 1945 года на японский город Нагасаки спустя 3 дня после бомбардировки Хиросимы. Плутониевое ядро этой бомбы окружено массивной оболочкой из ^{238}U - тампером, которая служит для инерционного сдерживания раздувающегося в процессе цепной реакции ядра, чтобы как можно большая часть плутония успела прореагировать. Кроме того, тампер - отражатель нейтронов, покидающих активную зону реакции. В процессе соударений с ядрами ^{238}U нейтроны теряют энергию, замедляются, становятся тепловыми. Такие нейтроны с низкими энергиями наиболее эффективно поглощаются ядрами плутония. Тампер окружен обжимающей оболочкой из алюминия. Она обеспечивала равномерность сжатия ядерного заряда ударной волной, одновременно предохраняя внутренние части заряда от непосредственного контакта со взрывчаткой и раскалёнными продуктами её разложения. В бомбе имелся нейтронный инициатор - «ёжик» (урчин). «Ёжик» - шарик диаметром порядка 2 см из бериллия, покрытый тонким слоем сплава иттрия с полонием или металлического полония-210. «Ёжик» располагается внутри полого плутониевого ядра. Это - первичный источник нейтронов. Он срабатывает в момент перевода заряда в сверхкритическое состояние. При сжатии ядерного заряда бомбы взрывной волной ядра полония и бериллия в «ёжике» сближаются, и испускаемые радиоактивным ^{210}Po α -частицы выбивают из бериллия нейтроны. Дальше они пролетают сквозь основной заряд, инициируя при столкновениях с ядрами ^{239}Pu цепную ядерную реакцию. Те нейтроны, что выскакивают за пределы основного заряда, либо тормозятся в тампере, превращая там ^{238}U в новые ядра ^{239}Pu , либо отражаются назад в основной заряд. Эта схема всё же была признана малоэффективной, и неуправляемый тип нейтронного инициирования почти не применялся в дальнейшем.

Основная трудность при создании импловзивного заряда - обеспечить сферически симметричную сходящуюся ударную волну. Оболочка химического взрывчатого вещества (ВВ), окружавшего плутониевое ядро, разделена на отдельные блоки-линзы со своими взрывателями. В Толстяка было 32 такие линзы. Общая масса ВВ достигала 2300 кг, т. е. половину общей массы бомбы. Баллистический корпус имел эллиптическую форму и напоминал дыню. Чтобы противостоять осколкам зенитных снарядов, он был выполнен из броневой стали толщиной 9,5 мм. Масса корпуса тоже составляла почти половину массы бомбы. Размеры боеприпаса: диаметр 1520 мм, длина 3250 мм. Полная масса "Толстяка" составляла 4680 кг. Ядро бомбы Толстяк представляет собой набор вложенных друг в друга сфер: 1 - взрывчатая оболочка - 65 см, 2 -

"толкатель"/поглотитель нейтронов - 23 см, 2 - урановый корпус/отражатель нейтронов - 11.5 см, 3 - плутониевое ядро - 4.5 см, 4 - бериллиево-полониевый нейтронный инициатор - 1 см.

Первая ступень - нейтронный инициатор, Урчин (Urchin-ёжик), представлял собой бериллиевую сферическую оболочку, диаметром 2 см и толщиной 0.6 см. Внутри нее находился бериллиевый вкладыш диаметром 0.8 см. Общий вес конструкции составляет около 7 граммов. На внутренней поверхности оболочки проделано 15 клиновидных щелей, глубиной 2.09 мм. Сама оболочка получена горячим прессованием в атмосфере карбонильного никеля, поверхность ее и внутренней сферы покрыта слоем никеля и золота. На внутренней сфере и щелях в оболочке осаждено 50 кюри ^{210}Po (11 мг). Слои золота и никеля предохраняют бериллий от альфа-частиц, испускаемых полонием либо окружающим инициатор плутонием.

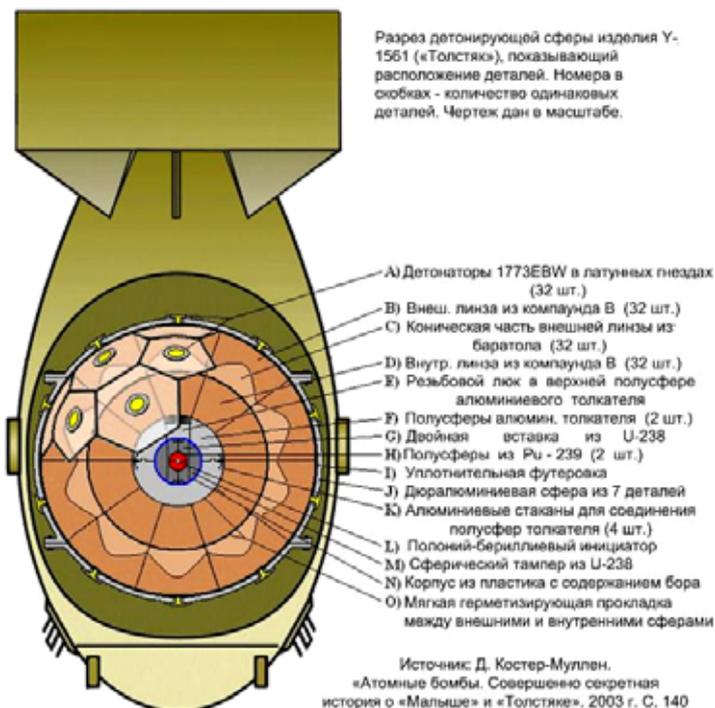


Рис. 4. Плутониевая атомная бомба.

Инициатор закреплен на кронштейне внутри полости диаметром 2.5 см в плутониевом ядре. Урчин активизируется при достижении ударной волны центра заряда. Когда ударная волна достигает стенок внутренней полости в плутонии, ударная волна из испарившегося плутония воздействует на инициатор, сминая щели с полонием и создавая эффект Манро - сильные струи вещества быстро смешивают полоний и бериллий из внешней и внутренней сфер. α -частицы, испускаемые ^{210}Po , поглощаются атомами бериллия, которые в свою очередь и испускают нейтроны.

Плутониевый заряд - девятисантиметровая сфера, с полостью в центре размером 2.5 см для нейтронного инициатора. Плутоний в ядре стабилизирован в дельта-фазе с низкой плотностью (плотность 15.9) при помощи сплавления его с 3% галлия по количеству вещества (0.8% по массе). Преимущества использования дельта-фазы по сравнению с более плотной альфа-фазой (плотность 19.2) состоят в том, что дельта-фаза ковкая и податливая, в то время как альфа-фаза ломкая и хрупкая, кроме того, стабилизация плутония в дельта-фазе позволяет избежать усадки при охлаждении и деформации заготовки после литья или горячей обработки.

Рис. 5. Первые американские бомбы «Малыш» (Хиросима) и «Толстяк» (Нагасаки).



Плутониевый заряд окружен корпусом из природного урана массой 120 кг и диаметром 23 см. Этот корпус образует 7 см слой вокруг плутония. Толщина урана обусловлена задачей сохранения нейтронов, так, слоя в несколько сантиметров достаточно для обеспечения торможения нейтронов. Более толстый корпус (превышающий по толщине 10 см) дополнительно обеспечивает значительное сохранение нейтронов для всей конструкции, однако, эффект "временного поглощения" присущий быстрым, экспоненциально развивающимся цепным реакциям уменьшает выгоды от использования более толстого отражателя. 20% энергии бомбы

выделяется за счет быстрого деления уранового корпуса. Ядро и корпус образуют вместе минимально подкритическую систему. Когда при помощи имплозионного взрыва происходит сжатие сборки до 2.5 раз по сравнению с обычной плотностью, ядро начинает содержать около четырех-пяти критических масс.

Окружающий уран слой алюминия, толщиной ("толкатель" уменьшает действие тейлоровой волны, быстро понижая давление, происходящего позади детонационного фронта. Эта волна имеет тенденцию возрастать при имплозии, вызывая быстрое падение давления при сжатии детонационного фронта в одну точку. Частичное отражение ударной волны происходящее на границе раздела взрывчатки отправляет вторичный фронт обратно во взрывчатку, подавляя тейлорову волну. Это усиливает давление прошедшей волны, увеличивая сжатие в центре ядра. Алюминиевый "толкатель" содержит бор. Так как сам по себе бор хрупкое неметаллическое вещество, трудное в применении, то он содержится в форме удобного в обработке сплава с алюминием, называемого боракс (35-50% бора). Бор играет роль поглотителя нейтронов, предотвращая попадание обратно в плутониево-урановую сборку вылетающих оттуда нейтронов, замедлившихся в алюминии и взрывчатке до тепловых скоростей.

Уже в 1945 были ясны основные недостатки созданных на тот момент ядерных устройств: низкой боеготовности, невозможности хранения в снаряженном состоянии, опасности несанкционированного срабатывания, низкой эффективности использования дорогостоящих делящихся материалов, большого веса и габаритов. Вскоре были сделаны существенные усовершенствования, позволившие увеличить мощность ядерных бомб при одновременном уменьшении их размеров и количества делящихся материалов. Вот главные из них: 1) полоний-бериллиевый нейтронный запал, срабатывающий при его механическом сжатии, был заменен на импульсный нейтронный источник, управляемый электрическим импульсом и способный выдать нужный поток нейтронов в момент наибольшего сжатия ядра из делящихся материалов; 2) применение технологии "левитирующего ядра" при которой тампер отделяется от ядра воздушным или вакуумным зазором; при этом к моменту соприкосновения с ядром тампер успевает набрать кинетическую энергию и возникает эффект "молотка", обеспечивающий значительно большую степень сжатия ядра; 3) "бустирование", т.е. усиление заряда путем заполнения полого ядра из делящихся материалов смесью дейтерия и трития - при сжатии ядра термоядерные реакции дают дополнительные нейтроны, увеличивающие степень выгорания делящихся материалов и мощность бомбы; 4) применение композитного ядра, состоящего из слоев высокообогащенного урана 235 и плутония.

Мощность ядерного заряда, работающего исключительно на принципах деления тяжёлых элементов, ограничивается сотнями килотонн. Создать более мощный заряд, основанный только на делении ядер, если и возможно, то крайне затруднительно: увеличение массы делящегося вещества не решает проблему, так как начавшийся взрыв расплывает часть топлива, оно не успевает прореагировать полностью и оказывается бесполезным, лишь увеличивая массу боеприпаса и радиоактивное поражение местности. Самый мощный в мире боеприпас, основанный только на делении ядер, испытан в США 15.10.52, мощность взрыва 500 кт.

4 НЕЙТРОННОЕ ОРУЖИЕ

Нейтронное оружие – разновидность ядерного оружия, в котором искусственно увеличена доля энергии взрыва, выделяющаяся в виде нейтронного излучения. Предназначено для поражения живой силы и вооружения противника при ограничении поражающих воздействий ударной волны и светового излучения. Относится к оружию массового поражения.

Нейтронное оружие - **термоядерные заряды** сравнительно небольшой мощности, с высоким коэффициентом термоядерности, тротильным эквивалентом в пределах 1–10 килотонн и повышенным выходом нейтронного излучения. При взрыве такого заряда за счет особой его конструкции достигается уменьшение доли энергии, преобразуемой в ударную волну и световое излучение, зато возрастает количество энергии, выделяемой в виде потока нейтронов высокой энергии (порядка 14 МэВ).

Замечание. Принципиальное отличие устройства N-бомбы заключается в скорости выделения энергии. В нейтронной бомбе выделение энергии происходит гораздо медленнее, чем в водородной бомбе.

Нейтронный заряд конструктивно представляет собой обычный ядерный заряд малой мощности, к которому добавлен блок, содержащий небольшое количество термоядерного топлива (смесь дейтерия и трития). При подрыве взрывается основной ядерный заряд, энергия которого используется для запуска термоядерной реакции. Большая часть энергии взрыва при применении нейтронного оружия выделяется в результате запущенной реакции синтеза. Конструкция заряда такова, что до 80% энергии взрыва составляет энергия потока быстрых нейтронов, и только 20% приходится на остальные поражающие факторы (ударную волну, электромагнитное и световое излучение). При срабатывании заряда на каждую килотонну мощности выделяется 10^{24} нейтронов. Взрыв такого заряда сопровождается также выделением значительного количества гамма-квантов, которые усиливают его поражающее действие.

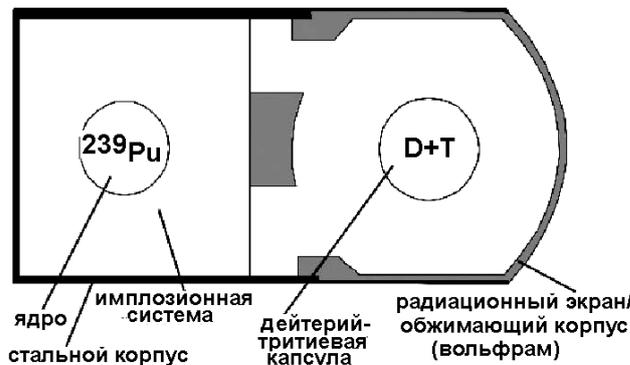
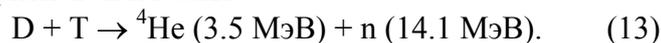


Рис. 6. Схема N-бомбы.

Нейтронное оружие строится на принципе водородной бомбы, но во многих аспектах существенно отличается от неё. Для инициирования атомного взрыва используется не ^{239}Pu , а короткоживущие активно делящиеся актиниды с малой критической массой, термоядерную реакцию ведут не на дейтериде лития, а на тритии, оболочка бомбы выполняется из материала, не поглощающего нейтроны, существенно улучшены отражатели нейтронов, все материалы

подвергаются глубокой очистке.

Сильные потоки высокоэнергетических нейтронов возникают в ходе термоядерных реакций, например, горения дейтерий-тритиевой плазмы:



Примером является боеголовка W-70-mod-0, с максимальным энерговыходом 1 кт, из которых 75% образуется за счет реакций синтеза, 25% - деления. Отношение (3:1) означает, что на одну реакцию деления (~180 МэВ) приходится 31 реакция синтеза (~540 МэВ) D+T, что подразумевает беспрепятственный выход 97% нейтронов синтеза, т.е. без их взаимодействия с ураном пускового заряда. Поэтому синтез должен происходить в физически отделенной от первичного заряда капсуле.

Отметим, что при температуре, развиваемой 250-тонным взрывом и нормальной плотности дейтериево - тритиевая смесь не будет гореть с высоким КПД. Термоядерное горючее должно быть предварительно сжато в 10 раз, чтобы реакция прошла достаточно быстро. Поэтому в нейтронных зарядах используется схема имплозии. В отличие от классических термоядерных зарядов, где в качестве термоядерного топлива находится дейтерид лития, вышеприведенная реакция имеет свои преимущества: 1) несмотря на дороговизну и нетехнологичность трития эту реакция легко поджечь; 2) большинство энергии, 80% - выходит в виде высокоэнергетических нейтронов 14.1 MeV, и только 20% - в виде тепла и гама- и рентгеновского излучения. Из особенностей конструкции стоит отметить отсутствие плутониевого запального стержня. Из-за малого

количества термоядерного топлива и низкой температуры начала реакции необходимость в нем отсутствует. Зажигание реакции происходит в центре капсулы, где в результате схождения ударной волны развивается высокое давление и температура. Общее количество делящихся материалов для 1-кт нейтронной бомбы 10 кг. 750-тонный энергетический выход синтеза обеспечивают 10 граммов дейтерий-тритиевой смеси. Газ можно сжать до плотности 0.25 г/см^3 , т.о. объем капсулы 40 см^3 (шарик 5-6 см в диаметре).

Удельный выход нейтронов K в процессе деления составляет:

$$N_n \approx \left[(\nu - 1) = \frac{\sigma_c}{\sigma_f} \right] N_f \equiv KN_f, \quad (14)$$

где ν - число вторичных нейтронов, образующихся в одном акте деления; σ_f и σ_c и - эффективные сечения деления ядер и нейтронного захвата в делящейся среде, N_n - число наработанных нейтронов; N_f - число делений.

Удельный выход $K = N_n/N_f$ - верхняя характеристика возможностей чисто ядерных зарядов, поскольку определенная часть нейтронов, выходящая из делящейся среды, будет энергетически ослаблена и поглощена во внешних частях бомбы. При использовании конкретных данных можно оценить $K = 2$ для ^{239}Pu и $K = 1,5$ для ^{235}U . Принимая условно среднее значение $K = 1,75$, получим, что удельный выход нейтронов из чисто ядерных зарядов не превышает $2,65 \cdot 10^{23}$ н/кт. При этом нейтронный спектр не будет жестче спектра деления ядер, и средняя энергия нейтронов не превосходит $E_n = 2,1$ МэВ. Для термоядерного горючего в виде ДТ-смеси в условиях, когда роль термоядерных реакций дейтерий+ дейтерий мала, все определяется процессом $\text{T}+\text{D} = \text{n} + \text{He-4} + 17,6$ МэВ. При этом энергия термоядерного нейтрона составляет $E_n = 14,1$ МэВ, а остальные 3,5 МэВ приходятся на энергию ядер ^4He . Удельный выход нейтронов в данном процессе составляет $N_n = 1,48 \cdot 10^{24}$ н/кт при учете собственной энергии нейтронов. По сравнению с чисто ядерным процессом, термоядерный процесс дает выигрыш в удельном выходе нейтронов 6 - 30 раз, и при этом энергия нейтрона в 6,7 раз выше. Это - верхние оценки, поскольку часть нейтронов будет замедлена и поглощена внутри Н-бомбы.

Проблема создания автономного термоядерного заряда ("чистой бомбы") до сих пор не решена и поэтому "нейтронная бомба", использующая термоядерное горение, по определению представляет собой двухстадийный ядерный заряд, в котором энерговыделение первичного модуля основано на процессе деления, а энерговыделение вторичного модуля основано на термоядерном горении. Таким образом, при фиксированном общем энерговыделении двух ядерных зарядов удельный выход нейтронов термоядерного заряда уменьшен по сравнению с предельными характеристиками, из-за вклада в общее энерговыделение доли ядерного первичного модуля.

Пусть энерговыделение первичного и вторичного модулей одинаково, и термоядерное энерговыделение дает половину общего энерговыделения термоядерной реакции в 17,6 МэВ. Тогда удельный выход нейтронов Н-бомбы $1,65 \cdot 10^{24}$ н/кт. Поэтому переход от чисто ядерных зарядов к нейтронной бомбе позволяет при равном энерговыделении увеличить выход нейтронов в шесть раз.

Зона разрушений при взрыве мала, тогда как зона полного уничтожения всего живого может достигать радиуса 2 км - за счет биологического действия сверхбыстрых нейтронов с энергией $10^{14}-10^{17}$ эВ. На расстоянии 900 м от центра взрыва доза нейтронного облучения может равняться 80000 рад, 1400 м - 650 рад, 1700 м - 150 рад, 2,3 км - 1,5 рад. Быстрые нейтроны обладают в 7 раз большей биологической эффективностью, чем гамма-лучи. Заметим, что нейтронный взрыв вовсе не оставляет материальные ценности невредимыми: зона сильных разрушений ударной волной для 1 кт заряда имеет радиус 1 км.

При движении в атмосфере в результате столкновений нейтронов и γ -квантов с атомами газов они постепенно теряют свою энергию. Степень их ослабления при этом характеризуется длиной релаксации - расстоянием, на котором их поток ослабевает в e -раз. Чем больше длина релаксации, тем медленнее происходит ослабление излучения в воздухе. Для нейтронов и гамма-излучения длина релаксации в воздухе у поверхности земли составляет 235 и 350 м соответственно. В силу разных значений длины релаксации нейтронов и γ -квантов с увеличением расстояния от эпицентра взрыва постепенно меняется их соотношение между собой в общем потоке излучения. На сравнительно недалеких расстояниях от места взрыва доля нейтронов значительно преобладает над долей γ -квантов, но по мере удаления от него это соотношение постепенно изменяется и для заряда мощностью в 1 кт их потоки сравниваются на расстоянии около 1500 м, а затем гамма-излучение будет преобладать.

Мощный поток нейтронов не задерживается обычной стальной броней и намного сильнее проникает сквозь преграды, чем рентгеновское или γ -излучение, не говоря уже об α - и β - частицах. Благодаря этому нейтронное оружие способно поражать живую силу противника на значительном расстоянии от эпицентра взрыва и в укрытиях, даже там, где обеспечивается надёжная защита от обычного ядерного взрыва.

Поражающее действие нейтронного оружия на технику обусловлено взаимодействием нейтронов с конструкционными материалами и радиоэлектронной аппаратурой, что приводит к появлению наведённой радиоактивности и, как следствие, нарушению функционирования. В биологических объектах под действием излучения происходит ионизация живой ткани, приводящая к нарушению жизнедеятельности отдельных систем и организма в целом, развитию лучевой болезни. На людей действует как само нейтронное излучение, так и наведённая радиация. В технике под действием потока нейтронов могут образовываться мощные и долго действующие источники радиоактивности, приводящие к поражению людей в течение длительного времени после взрыва. Так, например, экипаж танка, находящегося в 700 м от эпицентра нейтронного взрыва мощностью в 1 кт, мгновенно получит безусловно смертельную дозу облучения и погибнет в течение нескольких минут. Но если этот танк после взрыва начать использовать снова (физически он почти не пострадает), то наведённая радиоактивность приведёт к получению новым экипажем смертельной дозы радиации в течение суток. Из-за сильного поглощения и рассеивания нейтронов в атмосфере дальность поражения нейтронным излучением, по сравнению с дальностью поражения незащищённых целей ударной волной от взрыва обычного ядерного заряда той же мощности, невелика. Поэтому изготовление нейтронных зарядов высокой мощности нецелесообразно - излучение всё равно не дойдёт дальше, а прочие поражающие факторы окажутся снижены.

Табл. 17. Распределение энергии взрыва по поражающим факторам, %

Поражающие факторы	Нейтронный боеприпас	Ядерный боеприпас
Ударная волна	40	50
Световое излучение	25	35
Проникающая радиация	30	4
Радиоактивное заражение местности	5	10
Электромагнитный импульс	-	1

Ударная волна - область резкого сжатия воздуха, распределяющаяся во все стороны от эпицентра. *Световое излучение* - электромагнитное излучение в УФ, видимой и ИК областях спектра. *Проникающая радиация* - поток гамма-излучения и нейтронов, испускаемых из зоны и облака ядерного взрыва. *Радиоактивное заражение* - заражение поверхности земли, атмосферы, водоемов, предметов РВ, выпавшими из облака. *Электромагнитный импульс* - мощное электромагнитное излучение, сопровождающее ядерный взрыв.

Профессор
И.Н.Бекман

ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

Лекция 19. ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ В РЕАКТОРЕ

Создание атомных бомб на основе неуправляемой ядерной реакции деления, наглядно продемонстрировало практическую ценность ядерной физики. Не менее важным оказалось и внедрение в промышленность управляемой цепной реакции вынужденного деления тяжёлых ядер. Были созданы ядерные реакторы различного типа: экспериментальные (для измерения физических величин, значение которых необходимо для проектирования ядерных реакторов), исследовательские реакторы (потоки нейтронов и γ -квантов, создаваемые в активной зоне, используются для исследований в области ядерной физики, физики твёрдого тела, биологии, для испытания материалов), промышленные (для наработки «оружейных» нуклидов – урана-233, плутония-239 и трития, а также «мирных» нуклидов), энергетические (для атомных электростанций, тепловых атомных электростанций, опреснителей морской воды, производства), транспортные (для подводных лодок, ледоколов, поездов, самолётов, космических аппаратов) и источники ионизирующих излучений для радиационной химии и материаловедения.

Ядерный реактор - устройство, в котором осуществляется управляемая цепная ядерная реакция, сопровождающаяся выделением энергии. Составными частями любого ядерного реактора являются: активная зона с ядерным топливом, обычно окруженная отражателем нейтронов, теплоноситель, система регулирования цепной реакции, радиационная защита, система дистанционного управления. Основной характеристикой ядерного реактора является его мощность. Мощность в 1 МВт соответствует цепной реакции, в которой происходит 3×10^{16} актов деления в 1 сек.

В данной лекции мы применим некоторые положения теоретической ядерной физики для описания работы атомного реактора.

В современной ядерной энергетике известны два основных топливных цикла – уран-плутониевый и уран-ториевый. Первый основывается на реакциях деления ^{235}U и синтеза делящегося ^{239}Pu из ^{238}U , а второй – на делении ^{233}U из ^{232}Th в реакциях с нейтронами:

1. $^{238}\text{U}(n, \gamma)^{239}\text{U} \rightarrow ^{239}\text{Np} \rightarrow ^{239}\text{Pu}$
2. $^{232}\text{Th}(n, \gamma)^{233}\text{Th} \rightarrow ^{233}\text{Pa} \rightarrow ^{233}\text{U}$

Мы, в основном, будем заниматься первым из них.

1. ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НЕЙТРОНОВ С ВЕЩЕСТВОМ

1.1 Свойства нейтронов

Важное свойство ядерных реакций с участием нейтронов – возрастание по параболическому закону сечения ядерной реакции при уменьшении энергии нейтронов. Поэтому, большинство современных энергетических ядерных реакторов работает на нейтронах, находящимися в тепловом равновесии с окружающей средой. Между тем при делении тяжёлых ядер выделяются быстрые нейтроны (энергия несколько МэВ). Необходимо их замедлить, но замедление нейтронов – не тривиальная задача. Остановимся на этом несколько подробнее.

Прежде всего, напомним свойства нейтрона.

Нейтрон - нейтральная (не обладающая электрическим зарядом) элементарная частица со спином $1/2$ (в единицах постоянной Планка \hbar) и массой, незначительно превышающей массу протона.

Основные свойства нейтрона:

Масса: 939,565346 МэВ, $1,674927211 \times 10^{-27}$ кг, 1,00866491597 а.е.м.), что на 0,14 % больше, чем масса протона: $m_n - m_p = 1,29344$ МэВ; ($m_n = 1840 m_e$, где m_e - масса электрона).

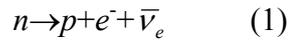
Спин: 1/2 (Как частица с полуцелым спином, нейтрон подчиняется статистике Ферми-Дирака, т.е. является фермионом)

Время жизни - в свободном состоянии: 885,7 секунды (период полураспада - 614 секунд)

Магнитный момент -1,91304273(45) ядерного магнетона (отрицателен, т. е. направлен противоположно механическому, спиновому, моменту количества движения). Наличие магнитного момента у нейтрона, так же как аномальная величина магнитного момента протона ($m_p = 2,79m_n$), указывает на сложную внутреннюю структуру этих частиц, т. е. внутри них существуют электрические токи, создающие дополнительный "аномальный" магнитный момент протона $1,79m_n$ и приблизительно равный ему по величине и противоположный по знаку магнитный момент нейтрона ($-1,9m_n$). Несмотря на нулевой электрический заряд, нейтрон не является истинно нейтральной частицей. Античастицей нейтрона является антинейтрон, который

не совпадает с самим нейтроном. Нейтроны относятся к классу сильно взаимодействующих частиц (адронов) и входят в группу барионов, т. е. обладают особой внутренней характеристикой – барионным зарядом, равным, как и у протона (p), $+1$.

Нейтроны устойчивы только в составе стабильных атомных ядер. Свободный нейтрон - нестабильная частица, распадающаяся на протон, электрон (e^-) и электронное антинейтрино ($\bar{\nu}_e$)



Среднее время жизни нейтрона $\tau = 16$ мин. В веществе свободные нейтроны существуют ещё меньше (в плотных веществах единицы - сотни мксек) из-за сильного поглощения ядрами. Поэтому свободные нейтроны возникают только в результате ядерных реакций. Свободный нейтрон способен взаимодействовать с атомными ядрами; исчезая, нейтрон вызывает ту или иную ядерную реакцию, из которых особое значение имеет деление тяжёлых ядер, а также радиационный захват нейтрона, приводящий в ряде случаев к образованию радиоактивных изотопов. Большая эффективность нейтронов в осуществлении ядерных реакций, своеобразии взаимодействия с веществом медленных нейтронов делают нейтроны важным орудием исследования в ядерной физике. В практических приложениях нейтроны играют ключевую роль в ядерной энергетике производстве трансурановых элементов и радиоактивных изотопов, а также широко используются в химическом анализе и в геологической разведке.

Нейтроны участвуют во всех известных взаимодействиях элементарных частиц - сильном, электромагнитном, слабом и гравитационном.

1.2 Свойства нейтронов различных энергий

Проходя сквозь вещество, нейтроны вызывают различные ядерные реакции и упруго рассеиваются на ядрах. Интенсивностью этих микроскопических процессов определяются все макроскопические свойства прохождения нейтронов через вещество: замедление, диффузия, поглощение и т. д. Так как нейтрон имеет нулевой электрический заряд, он практически не взаимодействует с электронами атомных оболочек. Поэтому атомные характеристики среды не играют никакой роли в распространении нейтронов в веществе. Это чисто ядерный процесс.

Сечения различных нейтрон-ядерных реакций зависят от энергии нейтронов, сильно и нерегулярно изменяются от ядра к ядру при изменении A или Z . Сечения взаимодействия нейтронов с ядрами в среднем растут по закону " $1/v$ " при уменьшении энергии нейтрона (v – скорость движения нейтронов). По этому свойству нейтроны разделяются на две большие группы – **медленных** и **быстрых** нейтронов. Граница между этими группами не является строго определённой. Она лежит в области 1000 эВ.

Замечание. «Медленность» медленных нейтронов относительна: нейтрон с энергией 0.025 эВ имеет скорость 2 км/сек.

Медленные нейтроны принято подразделять на **холодные**, **тепловые** и **резонансные**.

Холодными называют нейтроны с энергиями ниже 0.025 эВ: $E_{\text{хол}} < 0.025$ эВ. У них сильно проявляются волновые свойства, т.к. длина волны холодного нейтрона намного больше межатомных расстояний. Энергия $E_{\text{тепл}} = 0.025$ эВ определяет порядок энергий **тепловых** нейтронов. В температурной шкале

$$E_{\text{тепл}} = kT, \quad (2)$$

где k - постоянная Больцмана, для абсолютной температуры, соответствующей энергии тепловых нейтронов, получается значение $T = 300^{\circ}$, т.е. комнатная температура. Энергия $E_{\text{тепл}}$ соответствует наиболее вероятной скорости нейтронов, находящихся в тепловом равновесии со средой при комнатной температуре. Нейтроны с энергиями от 0.5 эВ до 1 кэВ называют **резонансными**, потому что в этой области для средних и тяжёлых ядер полное нейтронное сечение велико и его зависимость от энергии представляет собой густой частотол резонансов.

Табл. 1. Реакции с участием нейтронов.

Тип реакции	Сечение реакции
Радиационный захват (n, γ)	Идёт на всех ядрах. Сечение: для тепловых нейтронов варьируется в широком интервале от 0,1 до 10^3 и даже 10^4 барн (^{135}Xe); для быстрых нейтронов – от 0.1 до нескольких барн.
Упругое рассеяние (n, n)	Сечение варьируется в интервале нескольких барн.
Неупругое рассеяние (n, n')	Пороговая реакция. Сечение по порядку величины несколько барн.
(n, p)	Наиболее важные реакции:

	$n + {}^3_2\text{He} \rightarrow {}^3_1\text{H} + p + 0,76 \text{ МэВ}$ $\sigma_{\text{тепл.нейтр}} = 5400 \text{ барн,}$ $n + {}^{10}_5\text{B} \rightarrow {}^{14}_6\text{C} + p + 0,63 \text{ МэВ}$ $\sigma_{\text{тепл.нейтр.}} = 1.75 \text{ барн.}$
(n,α)	<p>Наиболее важные реакции:</p> $n + {}^6_3\text{Li} \rightarrow {}^3_1\text{H} + \alpha + 4,78 \text{ МэВ,}$ $\sigma_{\text{тепл.нейтр.}} = 945 \text{ барн,}$ $n + {}^{10}_5\text{B} \rightarrow {}^7_3\text{Li} + \alpha + 2,79 \text{ МэВ}$ $\sigma_{\text{тепл.нейтр.}} = 3840 \text{ барн}$
(n,2n)	Пороговая реакция. Порог ~10 - 15 МэВ. Сечение: несколько десятых барн.
(n,f)	В подавляющем большинстве случаев пороговая реакция. Сечение очень мало, исключая отдельные случаи ${}_{92}^{235}\text{U}$, ${}_{92}^{238}\text{U}$ и т.д.

Нейтроны с энергиями 1 - 100 кэВ называют **промежуточными**. Часто в промежуточные включают и резонансные нейтроны. В этой области энергий отдельные резонансы сливаются (исключением являются лёгкие ядра) и сечения в среднем падают с ростом энергии. К **быстрым** относят нейтроны с энергиями от 100 кэВ до 14 МэВ. В **Табл. 1** приведены области энергий и порядки величин сечений различных ядерных реакций под действием нейтронов.

1.3 Замедление нейтронов

Замедление нейтронов - уменьшение кинетической энергии нейтронов в результате многократных столкновений с атомными ядрами вещества. В ядерных реакциях, являющихся источниками нейтронов, образуются быстрые нейтроны (с энергией > 1 МэВ). Быстрые нейтроны при соударениях с атомными ядрами теряют энергию крупными порциями, расходуя её главным образом на возбуждение ядер или их расщепление. В результате одного или нескольких столкновений энергия нейтрона становится меньше минимальной энергии возбуждения ядра (от десятков кэВ до нескольких МэВ в зависимости от свойств ядра). После этого рассеяние нейтрона ядром становится упругим, т. е. нейтрон расходует энергию на сообщение ядру скорости без изменения его внутреннего состояния. Замедление нейтронов применяется, например, в ядерных реакторах на тепловых нейтронах.

При одном упругом соударении нейтрон теряет в среднем долю энергии, равную $2A/(A + 1)^2$ где A - массовое число ядра - мишени. Эта доля мала для тяжёлых ядер ($1/100$ для свинца) и велика для лёгких ядер ($1/7$ для углерода и $1/2$ для водорода). Поэтому замедление нейтронов происходит на лёгких ядрах гораздо быстрее, чем на тяжёлых (**Табл. 2**).

Табл. 2. Среднее число столкновений N , среднее время замедления t и среднее квадратичное удаление L_B нейтрона от источника при замедлении нейтрона в неограниченной среде от энергии 1 МэВ до энергии 0,1 эВ

Вещество	N	t, мксек	L_B , см
Свинец	1600	1300	200
Графит	110	70	43
Вода	23	3	13

Здесь: среднее число столкновений N , среднее время замедления t и среднее квадратичное удаление L_B нейтрона от источника при замедлении нейтрона в неограниченной среде от энергии 1 МэВ до энергии 0,1 эВ

Замедление нейтронов происходит при упругих столкновениях с ядрами, т.к. если до столкновения ядро покоилось, то после столкновения оно приходит в движение, получая от нейтрона некоторую энергию. Поэтому нейтрон замедляется. Однако это замедление нейтронов не может привести к их полной остановке из-за теплового движения ядер. Энергия теплового движения порядка kT . Если нейтрон замедлился до этой энергии, то при столкновении с ядром он может с равной вероятностью как отдать, так и получить энергию. Нейтроны с энергиями kT находятся в тепловом равновесии со средой. Поглощение и диффузия нейтронов происходят как во время замедления, так и после окончания этого процесса.

Замедление нейтронов приводит к образованию тепловых нейтронов - газа нейтронов, находящегося в тепловом равновесии со средой. Средняя энергия теплового нейтрона при комнатной температуре равна 0,04 эВ. В процессе замедления часть нейтронов теряется, поглощаясь при столкновении ядрами или вылетая из среды наружу. В замедлителях нейтронов - веществах, содержащих лёгкие ядра, слабо захватывающие нейтроны, - при больших размерах замедлителя потери малы и большая часть нейтронов, испущенных источником, превращается в тепловые нейтроны (для этого размеры замедлителя должны быть велики по сравнению с размером L_B области, в которой нейтроны диффундируют за время замедления (**Табл. 2**)).

Практическая важность процесса замедления обусловлена тем, что в большинстве нейтронных источников (реактор, радон-бериллиевый источник и т. п.) нейтроны рождаются с энергиями от десятков кэВ до нескольких МэВ, в то время, как большинство нейтронных реакций, согласно закону "1/v", наиболее интенсивно идёт при низких энергиях нейтронов. В процессе замедления часть нейтронов поглощается ядрами или вылетает из среды наружу, то есть теряется. В замедлителях, содержащих лёгкие ядра, потери на поглощение малы и большая часть нейтронов, испущенных источником, превращается в тепловые нейтроны, при условии, что размеры замедлителя достаточно велики, по сравнению с размером L_B .

Замедляющие свойства вещества определяются величиной скорости уменьшения кинетической энергии нейтронов в единичном объёме вещества в единицу времени. Это уменьшение кинетической энергии нейтронов происходит в реакциях рассеяния на ядрах среды. Чем больше реакций рассеяния происходит в 1 см³ среды за 1 с, тем больше энергии отнимает этот единичный объём вещества за 1 с у замедляющихся в нём нейтронов, и тем, следовательно, лучшим замедлителем может служить это вещество. Но число рассеяний в 1 см³ вещества за 1 с - это не что иное, как скорость реакции рассеяния на ядрах этого вещества: $R_s^i = \Sigma_s^i \Phi$ следовательно, вещество будет тем лучшим замедлителем, чем выше величина его макросечения рассеяния Σ_s .

Можно было бы считать Σ_s определяющей характеристикой замедляющих свойств веществ, если бы ядра всех веществ в одиночных рассеяниях отнимали у любого одиночного нейтрона одинаковую порцию энергии. Но дело обстоит не так: 1) ядра различных атомов отнимают у замедляющихся нейтронов существенно различные количества кинетической энергии; 2) даже у одного определённого сорта ядер величина этой порции сильно зависит от величины энергии рассеиваемого нейтрона. Величина потерь энергии нейтроном в последовательных рассеяниях в процессе замедления от рассеяния к рассеянию падает даже при замедлении на ядрах одного сорта. Поэтому нужна ещё какая-то характеристика замедляющих свойств для каждого сорта ядер, которая бы отражала способность этих ядер отнимать у нейтрона в одиночном рассеянии определённую среднюю кинетическую энергию.

Уменьшение нейтроном энергии в последовательных рассеяниях на ядрах однородной среды имеет экспоненциальный характер, т. е. начиная замедление с начального уровня энергии E_0 , после k последовательных рассеяний нейтрон снижает свою кинетическую энергию до уровня:

$$E_k = E_0 \exp(-\xi k) \quad (3)$$

Единственной неизменной величиной в процессе экспоненциального замедления нейтрона является уменьшение натурального логарифма энергии нейтрона в одиночном рассеянии. Уменьшение натурального логарифма энергии замедляющегося нейтрона в одиночном рассеянии, усреднённое по всем рассеяниям на ядрах однородной среды, называется среднелогарифмической потерей энергии этих ядер.

Величина среднелогарифмической потери энергии для ядер различной массы:

$$\xi = 1 + \frac{(A-1)^2}{2A} \ln \frac{A-1}{A+1} \quad (4)$$

где A , а.е.м. - массовое число ядра-рассеивателя (для водорода, $A = 1$, величина $\xi = 1$).

С ростом A величина среднелогарифмической потери энергии ядер быстро уменьшается и уже при $A > 3$ для вычисления её можно пользоваться упрощённой формулой:

$$\xi \approx \frac{2}{A + \frac{2}{3}} \quad (5)$$

Для ядер тяжёлых замедлителей (с $A > 10$) формула ещё проще:

$$\xi \approx \frac{2}{A} \quad (6)$$

Итак, лёгкие ядра - лучшие замедлители нейтронов, чем более тяжёлые: чем больше A , тем меньше величина ξ , и тем меньше не только уменьшение логарифма энергии нейтрона в одном рассеянии, но и абсолютная средняя потеря энергии в этом рассеянии, которая связана с ξ простой зависимостью:

$$\Delta E = \xi E \quad (7)$$

Σ_s и логарифмический декремент энергии вещества ξ , взятые порознь, являются однобокими характеристиками замедляющих свойств: одна из них учитывает только интенсивность рассеяний в единичном объёме вещества, другая - только энергетическую сторону процесса замедления на ядрах вещества. А вот произведение этих двух величин как раз и даёт ответ на вопрос, какой замедлитель является лучшим. Действительно, лучшими замедляющими свойствами обладает то вещество, которое имеет более высокие значения ξ и Σ_s , а, значит, обладает более высоким значением произведения $\xi \Sigma_s$.

Произведение $\xi\Sigma_s$ - замедляющая способность вещества.

По величине замедляющей способности можно сравнивать замедляющие свойства различных замедлителей, составлять суждение, какой из замедлителей является лучшим, и подбирать материалы - замедлители для активных зон тепловых реакторов.

Если замедляющая способность вещества является исчерпывающей характеристикой природной склонности вещества к отбору энергии у замедляющихся в нём нейтронов, то это ещё не означает, что большая её величина даёт пропуск этому веществу для использования в качестве замедлителя в тепловом реакторе. Важно, чтобы замедлитель не только интенсивно замедлял нейтроны, но и не поглощал их в процессе замедления: не будем забывать, что любой нуклид обладает ненулевым микросечением радиационного захвата в диапазоне энергий замедления нейтронов в реакторе. Поэтому при равных величинах замедляющей способности материалов с точки зрения сохранения замедляющихся нейтронов лучшим замедлителем будет тот из них, у которого меньше величина макросечения поглощения надтепловых нейтронов.

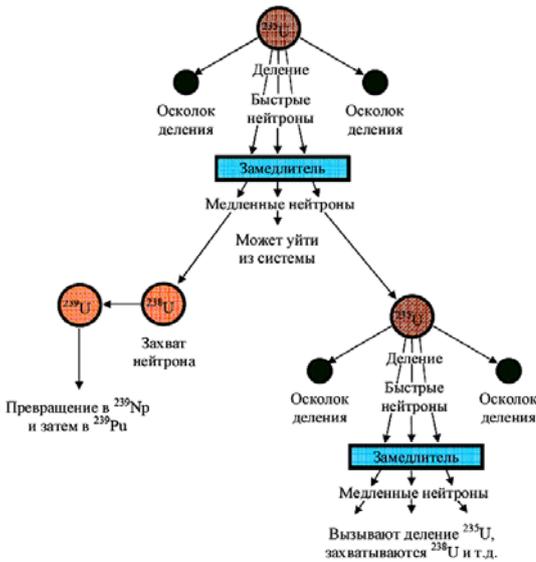


Рис. 1. Влияние замедлителя нейтронов на ядерные реакции в реакторе.

Количественной мерой способности вещества хорошо замедлять и одновременно хорошо сохранять замедляющиеся нейтроны служит коэффициент замедления.

Коэффициент замедления вещества - отношение замедляющей способности вещества к его поглощающей способности в интервале энергий замедления (измеряемой величиной среднего значения макросечения поглощения вещества в этом интервале).

$$k_z = \xi\Sigma_s / \Sigma_a, \quad (8)$$

где Σ_s и Σ_a - макросечения замедления и поглощения нейтронов.

Для того чтобы понять основные закономерности процесса замедления нейтронов, рассмотрим сначала среднюю потерю энергии быстрого нейтрона при столкновении с ядром водорода – протоном. Так как массы нейтрона и протона примерно равны, то баланс энергии при столкновении имеет вид

$$E_0 = \frac{Mv^2}{2} = \frac{Mv_n^2}{2} + \frac{Mv_p^2}{2}, \quad (9)$$

где E_0 , v – начальная энергия и скорость нейтрона, v_n , v_p – соответственно скорости нейтрона и протона после столкновения. Поскольку в системе центра инерции рассеяние изотропно, то в среднем протон и нейтрон в лабораторной системе имеют после столкновения одинаковые энергии (благодаря равенству их масс):

$$E_1 = \frac{Mv_n^2}{2} = \frac{Mv_p^2}{2} = \frac{E_0}{2} \quad (10)$$

где E_1 – средняя энергия нейтрона после столкновения.

В водороде энергия нейтрона в среднем уменьшается вдвое при каждом столкновении. Если нейтрон сталкивается не с протоном, а с более тяжёлым ядром, то средняя потеря энергии при столкновении уменьшается. При рассеянии нейтрона на ядре с массовым числом A средняя потеря энергии определяется соотношением

$$E_1 = 1 - \frac{2A}{(A+1)^2} \quad (11)$$

Например, если замедлителем является углерод ^{12}C , то $E_1 \approx 0.8E_0$.

В углероде энергия нейтрона в среднем уменьшается вдвое лишь после трёх столкновений. Замедление идёт тем эффективнее, чем легче ядра замедлителя. Кроме того, от хорошего замедлителя требуется, чтобы он слабо поглощал нейтроны, т.е. имел малое сечение поглощения. Малые сечения поглощения нейтронов на дейтерии и кислороде. Поэтому прекрасным замедлителем является тяжёлая вода D_2O . Несколько худшим замедлителем является обычная вода H_2O , так как водород поглощает нейтроны заметно интенсивнее, чем дейтерий. Неплохими замедлителями являются также углерод, бериллий, диоксид бериллия.

Важно, что потеря энергии на столкновение, пропорциональна самой энергии. Так, при столкновении с атомом водорода нейтрон с энергией 1 МэВ теряет 0.5 МэВ, а нейтрон с энергией в 10 эВ – всего 5 эВ. Длительность замедления и проходимый при замедлении путь слабо зависят от начальной энергии нейтрона. Исключением являются водородосодержащие вещества. Сечение нейтрон – протон резко падает при повышении энергии выше 100 кэВ. Поэтому длина замедления в водородосодержащих веществах относительно сильно зависит от энергии нейтрона. Время замедления нейтрона невелико. Даже в свинце нейтрон замедляется от энергии 1 МэВ до 1 эВ за $4 \cdot 10^{-4}$ сек.

Важнейшей характеристикой процесса замедления является **длина замедления**, обозначаемая через $\tau^{1/2}$ [см]. Хотя размерность τ вовсе не время, а квадрат расстояния, её называли (Э.Ферми) **возраст нейтронов**. Смысл этой величины состоит в том, что

$$\tau = \frac{\overline{r^2}}{6} \quad (12)$$

где $\overline{r^2}$ - среднеквадратичное расстояние, на которое нейтрон уходит от источника в процессе замедления в интервале энергий от 1 МэВ до 1 эВ. Длина замедления в хороших замедлителях имеет порядок десятков сантиметров (Табл. 4).

Начиная с энергий 0.5 – 1 эВ при столкновениях нейтронов с ядрами становится существенной тепловая энергия атомов. Распределение нейтронов начинает стремиться к равновесному, т.е. максвелловскому:

$$dN/dE \approx e^{-E/kT} E^{1/2}, \quad E < 1 \text{ эВ}. \quad (13)$$

Этот процесс называется **термализацией** нейтронов.

1.4 Замедлители нейтронов

Замедлитель нейтронов - вещество с малой атомной массой, служащее для замедления, образующихся при делении ядер нуклидов, нейтронов с высокой энергией (0,5-10 МэВ) до тепловых энергий (менее 1 эВ). (Т.е. вещество в активной зоне ядерного реактора, служащее для уменьшения кинетической энергии быстрых нейтронов до величин энергии тепловых нейтронов, которые вызывают деление ядер ^{235}U , ^{233}U и ^{239}Pu .) Наиболее распространенные замедлители нейтронов - графит, обычная вода, тяжелая вода и бериллий, которые слабо поглощают тепловые нейтроны. В реакторах на быстрых нейтронах, в которых для деления используются нейтроны деления большой энергии, замедлитель отсутствует

По механизму замедления нейтронов среды разделяются на три группы: 1) «лёгкие»; 2) «тяжёлые»; 3) «резонансные». Эффективность вещества, как замедлителя нейтронов, характеризуется его замедляющей способностью. Чем выше замедляющая способность, тем меньший объем вещества нужен для замедления нейтронов до данной энергии.

В тепловом ядерном реакторе в качестве материала - замедлителя должен использоваться такой, который: 1) обладает высокими замедляющими свойствами; 2) имеет малое макросечение поглощения тепловых и резонансных нейтронов.

Последнее требование вытекает из соображений экономии нейтронов. Чем меньшую величину имеют макросечения поглощения замедлителя в тепловой области энергий нейтронов, тем выше соответственно коэффициент использования нейтронов в реакторе, θ , и вероятность избежать нейтронный захват, ϕ . Объем замедлителя в активной зоне теплового реактора выбирается из соображений получения в нём теплового (близкого к максвелловскому) спектра, а это значит, что выбор в качестве замедлителя слабопоглощающего материала является единственной возможностью для повышения θ и ϕ .

Кроме того, по условиям работы в активной зоне замедлитель должен обладать: 1) химической, термической и радиационной стойкостью; 2) не иметь при радиационном захвате таких дочерних продуктов, которые являлись бы более сильными поглотителями нейтронов.

Табл. 3. Характеристики шести лучших природных замедлителей.

Характеристики	Вещества					
	H ₂ O	D ₂ O	Be	BeO	C	Zr
$\rho, \text{г/см}^3$	1.0	1.10	1.85	2.96	1.6	6.4
ξ	0.926	0.509	0.207	0.174	0.158	0.0218
$\Sigma_s, \text{см}^{-1}$	1.495	0.352	0.749	0.670	0.405	0.344
$\xi\Sigma_s, \text{см}^{-1}$	1.35	0.179	0.155	0.120	0.064	0.0075
k_3	61	1900	125	170	170	0.93
$\tau_s, \text{см}^2$	26.9	118.0	90.0	95.0	297	2082.4

К числу лучших замедлителей, широко используемых в ядерной физике и ядерной технике для превращения быстрых нейтронов в тепловые, относятся вода, тяжёлая вода, бериллий, графит.

Вода. Достоинства обычной воды, H₂O, как замедлителя - доступность и дешевизна. Она является первым замедлителем по величине замедляющей способности, но по величине коэффициента замедления - на пятом месте, уступая тяжёлой воде, бериллию, оксиду бериллия и графиту потому, что вода обладает более высоким значением макросечения поглощения замедляющихся нейтронов. Недостатки воды - низкая температура кипения и поглощение тепловых нейтронов. Первый недостаток устраняется повышением давления в первом контуре. Поглощение тепловых нейтронов водой компенсируют применением ядерного топлива из обогащённого урана. К недостаткам воды относится то, что в первичных процессах передачи тепла от источника к потребителю вода переносит твёрдые вещества и газы от реактора к другим частям системы. Замедление нейтронов сопровождается захватом нейтронов и протонов, в результате чего образуются нежелательные радиоактивные примеси. Вода реагирует с реакторными материалами, т.е. вода обладает химической агрессивностью, особенно при наличии примесей в ней. Большая часть затрат при использовании воды в реакторах обусловлена технологией её приготовления (двойная дистилляция) и необходимостью поддержания в реакторе особого водного режима, направленного на сохранение чистоты воды и создание в ней условий, способствующих минимизации коррозионных процессов в конструкционных материалах. Низкая температура кипения воды при атмосферном давлении (100°C) заставляет использовать её в энергетических реакторах при относительно высоких (16-18 МПа) давлениях.

Вода, как замедлитель, используется в легководных, в основном, водо-водяных реакторах, например, в отечественных ВВЭР.

Тяжёлая вода. Тяжёлая вода (HDO) по своим химическим и теплофизическим свойствам мало отличается от обычной воды. Она практически не поглощает нейтронов, что даёт возможность использовать в качестве ядерного топлива природный уран в реакторах с тяжеловодным замедлителем. Недостатки: редкая распространённость в природе, энергоёмкая и дорогостоящая технология получения чистой тяжёлой воды (0.5% примесей в тяжёлой воде снижают коэффициент замедления её почти на порядок). Тяжёлая вода – замедлитель нейтронов в канадском канальном графито-водном реакторе КАНДУ.

Графит. Графит относится к тяжёлым замедлителям. Применение графита в качестве замедлителя и конструкционного материала в строительстве ядерных реакторов обусловлено его лёгкостью механической обработки, радиационной стойкостью, малым сечением захвата нейтронов (~4 мбарн), и довольно хорошей замедляющей способностью, исключительно высокими тепловыми свойствами, теплостойкостью и достаточной прочностью. По величине замедляющей способности графит уступает воде, но коэффициент замедления у него существенно выше. По величине коэффициента замедления K_3 , т. е. отношению замедляющей способности к макроскопическому сечению поглощения, реакторный графит ($K_3=190$) хотя и далёк от D₂O ($K_3=3300$), но близок к Be ($K_3=150$), BeO ($K_3=200$) и значительно выше H₂O ($K_3=61$). Замедляющая способность графита объясняется его малым ($A=12,01$) атомным весом. Природный графит содержит до 20% различных примесей, в том числе бор, хороший поглотитель. Поэтому природный графит непригоден как замедлитель нейтронов. Реакторный графит получают искусственно из смеси нефтяного кокса и каменноугольной смолы. Технология получения высокоочищенного реакторного графита сложна и энергоёмка, что обуславливает его высокую стоимость (>10 долл/кг). Нагретый в воздухе до 400°C графит загорается. Поэтому в энергетических реакторах он содержится в инертной атмосфере: использование для охлаждения графита азотно-гелиевой смеси позволяет поддерживать температуру графитовой кладки не выше 650°C. Ещё один недостаток графита связан с тем, что при облучении в ядерном реакторе свойства

графита значительно изменяются вследствие смещения быстрыми нейтронами атомов углерода из узлов кристаллической решетки и создания в ней структурных изменений.

Графит применяется в промышленных реакторах, предназначенных для наработки оружейного плутония и энергетических графито-водяных реакторах, например, в РБМК.

Бериллий. Бериллий один из лучших замедлителей. Он имеет высокую температуру плавления (1282°C) и теплопроводность, совместим с углекислым газом, водой, воздухом и некоторыми жидкими металлами. Однако, в пороговой реакции ${}^9\text{Be}(n, 2n)2\alpha$ возникает гелий, поэтому при интенсивном облучении быстрыми нейтронами в бериллии накапливается газ, под давлением которого он распухает. Применение бериллия ограничено его высокой стоимостью. Из бериллия изготавливают отражатели и вытеснители воды в активной зоне исследовательских реакторов, он также используется в некоторых видах атомного оружия. Бериллий и оксид бериллия не получили широкого распространения в качестве замедлителя для энергетических реакторов из-за его высокой стоимости и малой радиационной стойкости.

Итак, наилучшей замедляющей способностью обладает обычная (легкая) вода вследствие большого сечения рассеяния тепловых нейтронов. Поэтому в лёгководных реакторах размеры активной зоны наименьшие. Однако при этом концентрация делящихся нуклидов в ядерном топливе должна быть достаточно высокой, т. е. оно должно быть обогащенным. Это обусловлено большим сечением поглощения нейтронов в обычной воде. Коэффициент замедления графита в 3 раза больше, чем легкой воды, но значительно ниже по сравнению с тяжелой водой. Поэтому в реакторах с графитовым замедлителем критическая масса меньше, чем в лёгководных реакторах, но больше, чем в тяжеловодных. Замедляющая же способность графита наименьшая из этих трех замедлителей. Таким образом, активные зоны реакторов с графитовым замедлителем имеют наибольшие размеры. В них используют топливо с низким обогащением по делящемуся нуклиду.

1.5 Диффузия нейтронов

Уцелевшие в процессе замедления в активной зоне реактора нейтроны становятся тепловыми и вступают в качественно новый процесс - диффузии.

Диффузия тепловых нейтронов - процесс пространственного переноса тепловых нейтронов в среде при постоянном среднем значении их кинетической энергии.

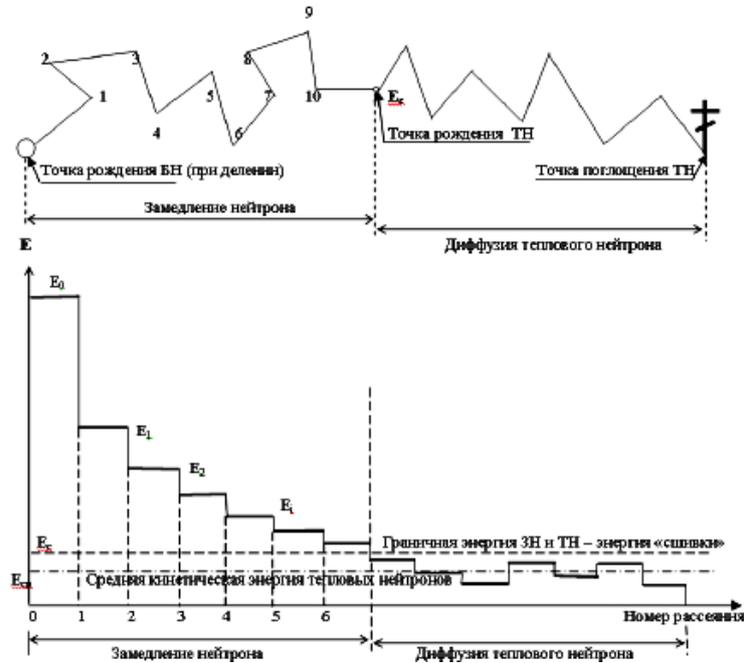


Рис. 2. Упрощённые (плоские) иллюстрации процессов замедления и диффузии нейтронов в однородной среде и характер изменения энергии нейтрона в этих процессах.

Источником движения тепловых нейтронов в процессе диффузии является кинетическая энергия ядер атомов среды, в которой они движутся, поскольку последние сами находятся в состоянии теплового движения. Получая энергию от одного ядра среды, тепловой нейтрон способен до следующего рассеяния увеличить свою скорость, а, испытывая встречное рассеяние, - уменьшить скорость ниже некоторого среднего уровня. Среднее значение энергии теплового нейтрона между последовательными рассеяниями при диффузии остаётся величиной постоянной и равной среднему значению кинетической энергии теплового движения ядер среды, которое определяется температурой среды. Наиболее характерный тип нейтронно-ядерной реакции нейтронов в процессе их диффузии определяется материалом активной зоны реактора, в объёме которого происходит диффузия. В замедлителях наиболее характерным является рассеяние, в поглотителях - радиационный захват тепловых нейтронов. При диффузии пространственный путь теплового нейтрона - ломаная линия. Скорости тепловых нейтронов достаточно высоки (>2.2 км/с), что обуславливает безвозвратную утечку некоторой части тепловых нейтронов за пределы активной зоны реактора при их диффузии. Процесс диффузии тепловых нейтронов завершается поглощением их ядрами атомов среды активной зоны; это может быть потенциально-созидательное поглощение (делящимся под действием тепловых нейтронов ядром топлива), а может быть бесполезное

поглощение (неделяющимися ядрами любого другого, кроме топлива, материала активной зоны), приводящее к непроизводительной потере тепловых нейтронов.

Замедленные до тепловых энергий нейтроны диффундируют, распространяясь в веществе во все стороны от источника. Этот процесс описывается уравнением диффузии с обязательным учётом поглощения, которое для тепловых нейтронов всегда велико. Основной характеристикой среды, описывающий процесс диффузии, является **длина диффузии** L :

$$L^2 = \frac{\overline{r_D^2}}{6} \quad (14)$$

где $\overline{r_D^2}$ - среднеквадратичное расстояние, на которое уходит тепловой нейтрон в веществе от места рождения до поглощения. Длина диффузии имеет тот же порядок, что и длина замедления $\tau^{1/2}$. Обе эти величины определяют расстояние от источника, на котором будет заметное количество тепловых нейтронов.

В **Табл. 4** приведены величины τ и L для наиболее употребительных замедлителей. Из этой таблицы видно, что у обычной воды $\tau^{1/2} > L$, что указывает на сильное поглощение. У тяжёлой воды, наоборот, $\tau^{1/2} \gg L$. Поэтому она является лучшим замедлителем.

Табл. 4. Возраст нейтрона и длина его пробега в разных средах.

Замедлители	τ (см ²)	L (см)
H ₂ O (вода)	31	2.72
D ₂ O (тяжёлая вода)	125	159
Be (бериллий)	86	21
C (графит)	313	58

Величина L зависит не только от собственно диффузии, но и от поглощающих свойств среды. Поэтому L не полностью характеризует процесс диффузии. Дополнительной независимой характеристикой диффузии является среднее время τ_D жизни диффундирующего нейтрона.

Рассмотрим теперь транспортный пробег нейтрона до рассеяния, т.е. среднее перемещение нейтрона в направлении первоначального движения. Пространственное смещение нейтрона в среде между двумя последовательными во времени актами рассеяния на ядрах среды, осреднённое по всем рассеяниям, принято называть транспортным смещением нейтронов в этой среде и обозначать λ_{tr} . Величину, обратную величине транспортного смещения

$$\Sigma_{tr} = \frac{1}{\lambda_{tr}} \quad (15)$$

по аналогии с величиной макросечения рассеяния называют транспортным макросечением среды. И, поскольку тяжёлые ядра рассеивают нейтроны практически изотропно ($\mu \approx 0$), то для них $\Sigma_{tr} \approx \Sigma_s$, в то время как у лёгких ядер величина Σ_{tr} существенно меньше величины Σ_s . (Например, для ядер водорода $\mu_n = 0.667$ и $\Sigma_{tr} \approx \Sigma_s/3$, а для ядер графита $\mu_c = 0.0556$ и $\Sigma_{tr} \approx 0,944\Sigma_s$).

Средняя длина замедления нейтронов до произвольного уровня энергии $E-l_3(E)$ - среднестатистическое пространственное смещение нейтрона в процессе его замедления от начальной энергии E_0 , с которой нейтрон рождается в делении, до данной энергии E .

Среднеквадратичная величина смещения нейтронов в процессе замедления:

$$\bar{l}_3^2(E) = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n l_{3i}^2(E) \quad (16)$$

Средняя длина замедления связана с характеристиками замедляющих свойств среды:

$$\bar{l}_3(E) = \sqrt{\frac{2C_s(E)}{\Sigma_s \Sigma_{tr}}} \quad (17)$$

где $C_s(E) = \frac{\ln \frac{E_0}{E}}{\xi}$ - число рассеяний, необходимое для замедления нейтрона от начальной энергии E_0 до данной энергии E .

В теории реакторов чаще используется не сама величина средней длины замедления, а шестая часть квадрата её, названная Ферми возрастом нейтронов в среде при энергии E .

Возраст нейтронов с энергией E - шестая часть среднего квадрата пространственного смещения нейтрона в среде при замедлении от начальной энергии E_0 до данной энергии E . Величина возраста обозначается греческой буквой $\tau(E)$ с указанием на энергию E замедляющихся нейтронов, которой соответствует возраст.

Итак,

$$\tau(E) = \frac{1}{6} \bar{l}_s^2. \quad (18)$$

Возраст нейтронов, как квадрат длины замедления, имеет размерность площади - см^2 . Важно с самого начала вникнуть в физический смысл этой величины и не воспринимать возраст как время процесса замедления нейтрона. Возраст нейтронов в среде непосредственно связан с хронологическим временем замедления нейтронов: чем больше времени идёт процесс замедления нейтрона, тем на большее расстояние смещается нейтрон в объёме среды от точки своего рождения при делении ядра.

Возраст нейтронов - характеристика не нейтронов, а замедляющих свойств среды: возраст - комбинация характеристик замедляющих свойств вещества (в знаменателе стоит утроенное произведение замедляющей способности $\xi\Sigma_s$ и транспортного макросечения вещества λ_{tr}). Величина возраста для вещества (среды) характеризует меру способности этого вещества (среды) давать определённое среднеквадратичное пространственное смещение в ней замедляющихся нейтронов. Поэтому каждое однородное вещество характеризуется своим значением возраста нейтронов любой энергии E . В частности возраст тепловых нейтронов: $\tau_{mo} = 29.6; 90; 352 \text{ см}^2$ для воды в нормальных условиях, бериллия и графита, соответственно.

1.6 Альbedo нейтронов

Интересным свойством нейтронов является их способность отражаться от различных веществ. Это отражение не когерентное, а диффузное. Нейтрон, попадая в среду, испытывает беспорядочные столкновения с ядрами и после ряда столкновений может вылететь обратно. Вероятность такого вылета носит название **альbedo** нейтронов для данной среды. А альbedo тем выше, чем больше сечение рассеяния и чем меньше сечение поглощения нейтронов ядрами среды. Хорошие отражатели отражают до 90% попадающих в них нейтронов, т.е. имеют альbedo до 0.9. Для обычной воды альbedo равно 0.8. Отражатели нейтронов широко применяются в ядерных реакторах. Возможность отражения нейтронов объясняется следующим образом. Вошедший в отражатель нейтрон при каждом столкновении с ядром может рассеяться в любую сторону. Если нейтрон у поверхности рассеялся назад, то он вылетает обратно, т.е. отражается. Если же нейтрон рассеялся в другом направлении, то он может рассеяться так, что уйдёт из среды при последующих столкновениях. Концентрация нейтронов резко снижается вблизи границы среды, т.к. здесь вероятность для нейтрона уйти наружу велика.

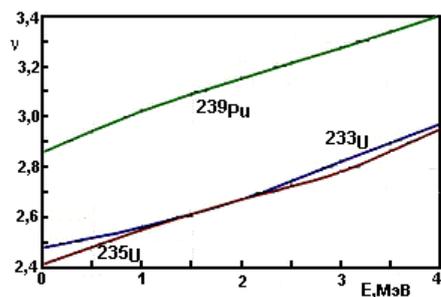


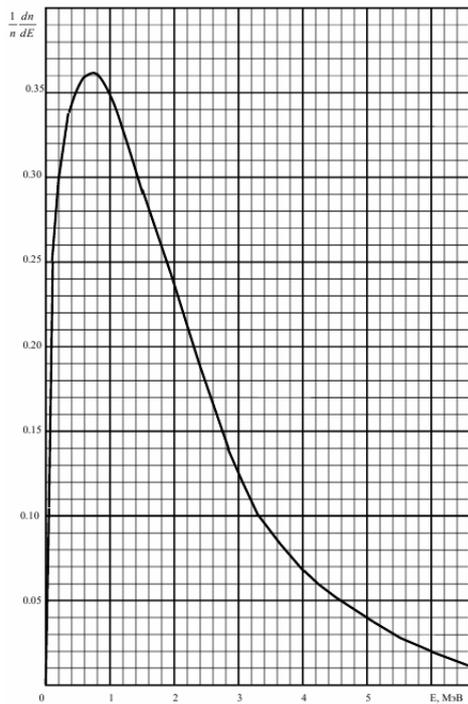
Рис. 3. Зависимость среднего числа нейтронов, испускаемых при делении от энергии нейтронов, вызывающих деление для различных ядер.

2. НЕЙТРОНЫ В ЯДЕРНОМ РЕАКТОРЕ

В ядерном реакторе нейтроны рождаются при делении тяжёлых ядер. Даже если ядерная установка состоит только из одного делящегося вещества – горючего (что невозможно), вторичные нейтроны при взаимодействии с ядрами горючего не обязательно будут приводить к их делению: они могут испытывать неупругое рассеяние, радиационный захвата, или, наконец, они могут вылететь за пределы ядерной установки. Такие процессы существенно затрудняют размножение нейтронов или делают цепную реакцию невозможной.

2.1 Генерация нейтронов

Как уже упоминалось, в процессе вынужденного деления нейтронами, тяжёлое ядро раскалывается на две части и возникает несколько вторичных нейтронов. Например, число вторичных (мгновенных) нейтронов равно 2,479, 2,416, 2,862 и 2,938 для ^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu и ^{241}Pu , соответственно. Поэтому, первой характеристикой нейтронов деления, испускаемых при делении конкретных делящихся нуклидов, является свойственное этим нуклидам среднее число нейтронов деления, получаемых в акте деления ν . При увеличении энергии E_n нейтрона, вызывавшего деление, ν растёт по закону: $\nu = \nu_t + 0,15 E_n$, где ν_t соответствует тепловым нейтронам (**Рис. 3**).



Если $\nu > 1$, то возникает перспектива осуществимости цепной нейтронной реакции деления. Ясно, что для реализации самоподдерживающейся цепной реакции деления необходимо создать условия, чтобы один из ν получаемых в акте деления нейтронов обязательно вызывал следующее деление другого ядра, а остальные ($\nu - 1$) нейтронов каким-то образом исключались из процесса деления ядер. В противном случае интенсивность делений во времени будет лавинообразно нарастать (что и имеет место в атомной бомбе).

Рис. 4. Энергетический спектр нейтронов деления – спектр Уатта.

Другая характеристика нейтронов деления - энергетический спектр нейтронов деления - представляет собой функцию распределения нейтронов деления по их кинетическим энергиям.

Распределение нейтронов деления по энергиям достаточно точно описывается спектральной функцией Уатта:

$$n(E) = 0,4839 \exp(-E) \cdot sh\sqrt{2E}, \quad (19)$$

графической иллюстрацией которой служит **Рис. 4.**

Спектр Уатта показывает, что, хотя нейтроны деления и рождаются с самыми различными энергиями, лежащими в очень широком интервале, больше всего нейтронов имеют начальную энергию, равную $E_{нв} = 0.7104$ МэВ (максимум спектральной функции Уатта - наиболее вероятная энергия нейтронов деления). Средняя энергия нейтронов деления - величина энергии, которую имел бы каждый нейтрон деления, если бы всю суммарную реальную энергию всех нейтронов деления поровну разделить между ними.

Средняя энергия нейтронов деления $E_{ср} = 2.0$ МэВ. Почти все нейтроны деления рождаются быстрыми (с энергиями $E > 0.1$ МэВ). Но быстрых нейтронов с относительно высокими кинетическими энергиями (> 7 МэВ) рождается мало ($< 1\%$), хотя осязаемое количество нейтронов деления появляется с энергиями до 18 – 20 МэВ.

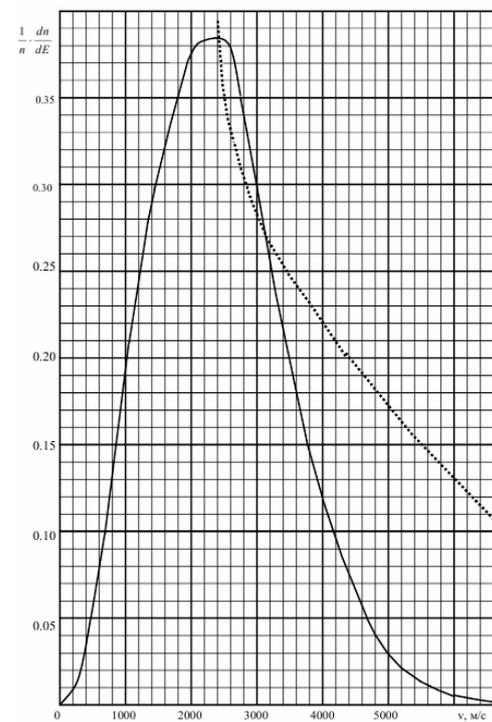


Рис. 5. Скоростной спектр тепловых нейтронов – спектр Максвелла и гипербола «const/v», по которой скользит максимум спектра с повышением температуры тепловых нейтронов.

Спектры нейтронов деления для разных делящихся нуклидов отличаются друг от друга незначительно. Так, для ^{235}U и ^{239}Pu величины средних энергий нейтронов деления: $E_{ср} = 1.935$ МэВ - для ^{235}U и $E_{ср} = 2.00$ МэВ - для ^{239}Pu . Для ^{238}U , несмотря на пороговый характер его деления, спектр нейтронов деления также практически совпадает со спектром Уатта.

Величина плотности замедляющихся нейтронов по энергиям в непоглощающей среде распределяется по закону " $E^{-3/2}$ ", т. е. плавно возрастает с уменьшением энергии нейтронов в процессе их замедления, и столь же плавно (без скачков и изломов) переходит при $E = E_c$ в максвелловский спектр тепловых нейтронов (**Рис. 6**).



Рис. 6. Граница тепловых и замедляющихся нейтронов - энергия сшивки энергетических спектров Максвелла и Ферми.

Ещё одна характеристика нейтронных полей - плотность потока нейтронов (Φ), равная произведению плотности нейтронов на их скорость:

$$\Phi = n v \quad (20)$$

По физическому смыслу эта величина - суммарный

секундный путь всех нейтронов в 1 см^3 среды.

Плотность потока нейтронов - отношение числа нейтронов, ежесекундно падающих на поверхность элементарной сферы, к величине диаметрального сечения этой сферы.

Плотность потока нейтронов - величина векторная. Она даёт представление как о генеральном направлении перемещения больших количеств хаотично движущихся нейтронов, так и об интенсивности перемещения нейтронов в этом направлении.

Плотность тока нейтронов - вектор, модуль которого численно равен разности чисел нейтронов, ежесекундно пересекающих единичную плоскую площадку, перпендикулярную направлению этого вектора, в двух противоположных направлениях.

2.2 Радиационный захват

Возбуждённое составное ядро оказывается способным удержать в своём составе проникший в него нейтрон, а избыток энергии "сбросить" в виде испускаемого γ -кванта электромагнитного излучения. Результат подобного взаимодействия - захват нейтрона ядром.

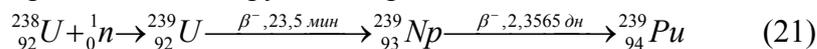
Поглотители нейтронов - наиболее склонные к радиационному захвату сорта атомных ядер. Примеры сильных поглотителей: ^{10}B , ^{149}Sm , ^{135}Xe , Eu и Gd . В тепловых реакторах сильными поглотителями нейтронов является ^{238}U , содержание которого в различных типах топлива варьируется от 94 до 99,3%, и некоторые продукты деления ^{235}U .

Табл. 5. Сечения захвата нейтрона некоторыми реакторными ядрами.

Изотоп	^{23}Na	^{27}Al	^{56}Fe	^{90}Zr	^{91}Zr	^{112}Cd	^{113}Cd	^{235}U	^{239}Pu	^{238}U
σ_z , барн	0,5	0,2	2,6	1×10^{-2}	1,2	2,2	2×10^{-4}	100	270	2,7

В атомном реакторе, на всех ядрах, в том числе делящихся, а также на накапливающихся осколках происходит реакция *радиационного захвата*, при которой поглощается нейтрон и испускаются γ -кванты. Сечения радиационного захвата σ_z тепловых нейтронов некоторыми ядрами представлены в **Табл. 5**. Радиационный захват нейтронов в неделящихся материалах активной зоны приводит к образованию β -радиоактивных изотопов. При поглощении нейтронов ядрами ^{238}U после двух последовательных β -распадов образуются ядра ^{239}Pu , т. е. имеет место воспроизводство ядерного горючего.

Напомним, что в реакторе ^{239}Pu синтезируется по реакции:



В результате последовательного радиационного захвата нейтронов ядрами горючего в реакторе накапливаются высокорadioактивные трансурановые изотопы, в основном не делящиеся на тепловых нейтронах и слабо делящиеся на быстрых.

Замечание. Сечение захвата тепловых нейтронов для природной смеси изотопов урана (барн/атом) составляет 7,68, а для ^{238}U - 2,74 (Для сравнения, сечение деления ^{235}U равно 582).

Для тепловых нейтронов характерна значительная разница в сечениях захвата, в том числе и для соседних изотопов, связанная со случайной близостью к тому или иному резонансу. Энергетическая зависимость сечения захвата, σ_c , имеет тот же характер, что и сечения деления, $\sigma_f(E)$, для делящихся во всём диапазоне энергий ядер с резонансной структурой в области малых энергий. Для быстрых нейтронов различие в σ_z для разных ядер значительно меньше, чем для тепловых. Резонансная структура энергетической зависимости здесь практически полностью сглаживается. Для многих ядер σ_z при энергии нейтронов 1-2 МэВ-порядка 0,1 барна. Для лёгких ядер, а также некоторых средних и тяжёлых, т. н. магических, σ_z на 1-2 порядка ниже. Радиационный захват в материалах активной зоны, отрицательно влияющий на баланс нейтронов, сильнее сказывается в тепловых ядерных реакторах.

Из-за наличия интенсивной реакции захвата нейтронов ^{238}U , замедлять нейтроны самим природным ураном нельзя. Это очевидно из графика зависимости сечения деления ^{235}U от энергии нейтронов – вероятность деления урана в тепловой области сравнима с вероятностью резонансного захвата (т.е. радиационного захвата ядрами урана нейтронов в процессе их замедления). И это несмотря на то, что в процессе резонансного захвата участвуют все ядра урана, а в процессе деления только 1/140 их часть. Для устранения резонансного захвата, применяют в качестве замедлителя другое вещество с малым сечением радиационного захвата и большим сечением рассеяния. «Разбавление» урана замедлителем с такими свойствами снижает роль резонансного захвата (т. к. при столкновении с лёгкими ядрами замедлителя нейтрон будет терять свою энергию большими порциями, чем при столкновении с тяжёлыми ядрами урана), в результате чего основная часть нейтронов будет благополучно замедляться до тепловых энергий. Тем не менее, если смесь урана с замедлителем однородна, роль резонансного захвата остаётся довольно большой,

так как нейтрон любой промежуточной энергии (в том числе и резонансной) всегда может встретить на своём пути ядро ^{238}U .

Это препятствие преодолевается при использовании вместо однородной смеси из урана и замедлителя решётки, состоящей из замедлителя с периодически расположенными в нём кусками (блоками) урана. Если расстояние между блоками достаточно велико, то вторичный нейтрон, вылетев из одного блока, попадает в другой только после того, как пройдёт достаточно большой путь замедления в замедлителе и выйдет за пределы резонансной области энергии. В связи с этим вероятность радиационного (резонансного) захвата нейтронов в уране существенно снижается и становится возможным цепной процесс в естественном уране.

2.3 Рассеяние нейтронов в реакторе

Помимо реакций радиационного захвата, в реакторе происходят процессы рассеяния нейтронов. В реакции рассеяния до, и после взаимодействия нейтрона с ядром имеются свободный нейтрон и одно и то же ядро, так что единственным результатом такого взаимодействия является лишь то, что кинетические энергии исходного и испущенного нейтронов неодинаковы: энергия испускаемого нейтрона в подавляющем большинстве случаев оказывается ниже энергии исходного нейтрона. Кроме того, направления движения исходного и испускаемого нейтронов также неодинаковы.

В тепловом реакторе за счёт реакций рассеяния идёт процесс уменьшения кинетической энергии нейтронов при их перемещении в среде активной зоны. Этот процесс коротко именуется замедлением нейтронов. Поэтому ядра - хорошие рассеиватели нейтронов оказываются хорошими замедлителями нейтронов. Например, ядра атомов водорода (^1H), дейтерия (^2H), бериллия (^9Be), углерода (^{12}C), кислорода (^{16}O), циркония (^{91}Zr) и ряд других ядер являются хорошими замедлителями рождаемых в реакторе быстрых нейтронов.

Рассеяние нейтронов бывает упругим и неупругим, причём, критерии оценки упругости рассеяния в обоих случаях одинаковы:

- если суммы кинетических энергий ядра и нейтрона до и после рассеяния равны между собой

$$(E_{\text{я}} + E_{\text{н}})_{\text{до}} = (E_{\text{я}} + E_{\text{н}})_{\text{после}}, \quad (22)$$

рассеяние называют упругим;

- если же сумма кинетических энергий ядра и нейтрона после рассеяния оказывается ниже, чем их сумма до рассеяния,

$$(E_{\text{я}} + E_{\text{н}})_{\text{до}} > (E_{\text{я}} + E_{\text{н}})_{\text{после}}, \quad (23)$$

рассеяние называют неупругим.

Изменение структуры исходного ядра в процессе неупругого рассеяния равноценно переходу ядра в новое квантовое состояние, в котором в общем случае всегда имеет место некоторый избыток энергии сверх уровня устойчивости, который "сбрасывается" ядром в виде испускаемого γ -кванта.

Упругое рассеяние в большей степени свойственно лёгким ядрам (с атомной массой $A < 20$) при взаимодействии их с нейтронами сравнительно небольших кинетических энергий ($E < 0.1$ МэВ), в то время как к реакциям неупругого рассеяния более склонны тяжёлые ядра при взаимодействии с нейтронами больших ($E > 1$ МэВ) энергий.

Процесс упругого рассеяния происходит на всех ядрах и при всех энергиях нейтронов. При этом нейтрон изменяет направление движения и теряет часть своей энергии (если она выше тепловой), передавая её ядру отдачи. Сечение упругого рассеяния σ_s слабо зависит от энергии нейтрона и почти равен геометрическому поперечному сечению ядра (порядка нескольких барн). Угловое распределение нейтронов после рассеяния (в системе центра масс) в большинстве случаев изотропно; лишь на тяжёлых ядрах для быстрых нейтронов имеет место некоторая анизотропия с преимущественным рассеянием вперёд. Эффект упругого рассеяния непосредственно не влияет на баланс нейтронов, но косвенно сказывается на протекании цепной реакции, т. к. уменьшение энергии нейтронов в общем случае изменяет соотношение между вероятностью вызвать деление и вероятностью захватиться, кроме того, "запутывание" нейтрона в среде уменьшает вероятность его потери из-за вылета наружу. Среднюю потерю энергии нейтроном при одном соударении удобно характеризовать среднелогарифмическим декрементом

$$\xi = \ln \left(\frac{E_1}{E_2} \right), \quad (24)$$

где E_1 и E_2 -энергии нейтрона до и после соударения соответственно. Для ядер с атомным весом $A > 10$ при изотропном рассеянии

$$\xi \approx \frac{2}{A + \frac{2}{3}}. \quad (25)$$

Качество замедлителя можно характеризовать средним количеством столкновений P , которое требуется, чтобы нейтрон деления сделался тепловым:

$$P = \frac{1}{\xi} \ln \frac{2 \cdot 10^6}{0,025} \approx \frac{18,2}{\xi}. \quad (26)$$

Табл. 6. Значения P для применяемых замедлителей и некоторых других веществ.

Вещество	H ₂ O	D ₂ O	Be	C	Na	Fe	Zr
P	19	35	86	114	213	510	816

Процесс неупругого рассеяния состоит в том, что нейтрон в общем случае теряет значительную часть своей энергии, которая идёт на возбуждение ядра, а затем излучается в виде γ -квантов. Часть энергии, как и в случае упругого рассеяния, передаётся ядру отдачи. Энергетического порог процесса определяется первым уровнем возбуждения ядра, ниже которого неупругое рассеяние невозможно. Сечение неупругого рассеяния σ_{in} сначала растёт с ростом энергии падающего нейтрона выше порога, затем выходит на плато, достигая величины порядка геометрического поперечного сечения ядра. Наибольший вклад в смягчение нейтронного спектра за счёт неупругого рассеяния дают тяжёлые ядра, включая ^{238}U и ^{232}Th , для которых σ_{in} велико, а порог реакции низок. Для ядер ^{235}U , ^{239}Pu , ^{233}U σ_{in} мало из-за большой конкуренции реакции деления. Полное сечение взаимодействия нейтронов с ядрами равно сумме парциальных сечений: $\sigma = \sigma_f + \sigma_s + \sigma_{sc} + \sigma_{in}$.

Средняя длина пробега нейтрона до соударения с ядром $l = (N_s)^{-1}$. Длина пробега до взаимодействия того или иного рода определяется соответственным парциальным сечением. Длина пробега до рассеяния, в частности, $l_s = (N_s)^{-1}$. Величина l для реакторных сред - порядка нескольких см. Среднее расстояние, проходимое движущимся в данном направлении нейтроном в рассеивающей среде, выражается транспортной длиной $l_{tr} = l_s / (1 - \overline{\cos \theta})$, где $\overline{\cos \theta}$ - средний косинус угла рассеяния в лабораторной системе. Если рассеяние изотропно, то $l_{tr} = 1,5 l_s$. При преимущественном рассеянии вперёд $l_{tr} > l_s$. Величина ξ / l_s , называется замедляющей способностью среды, характеризует среднюю потерю энергии нейтроном на единице длины пути.

Многокомпонентная среда может быть гомогенной или гетерогенной. В гомогенной среде сечения отд. компонент аддитивны и общее сечение взаимодействия $\sigma = \sum_i \alpha_i \sigma_i$, где α_i - доля ядерной плотности i -

той компоненты; сумма берётся по всем компонентам. Условие гомогенности: $r \ll 1$, где r - размер участков различающихся по составу компонент. Отсутствие аддитивности в гетерогенной среде связано с возникновением локальных неоднородностей нейтронного потока. Так как в общем случае $l = l(E)$, то для одних нейтронов, например, быстрых, среда может быть гомогенной, а для других, тепловых, - гетерогенной.

2.4 Основные характеристики нейтронных полей

Для описания поведения совокупности нейтронов в среде вводятся следующие величины: плотность нейтронов n (число нейтронов в единице объёма) и поток нейтронов Φ (число нейтронов, пересекающих единичную площадку, перпендикулярную направлению их движения, в единицу времени). Величины n и Φ носят статистический характер, однако они обычно достаточно велики, чтобы можно было пренебречь относительными флуктуациями и считать их равными средним значениям. Полное число взаимодействий нейтронов с ядрами в единице объёма среды в единицу времени равно $N\sigma\Phi$ (N - концентрация ядер).

Нейтронное поле - совокупность свободных нейтронов, движущихся и определённым образом распределённых в объёме материальной среды.

Для того, чтобы охарактеризовать то или иное нейтронное поле и понять, чем одно нейтронное поле отличается от другого, необходимо ответить на несколько простых вопросов:

- сколько нейтронов в рассматриваемый момент времени находятся в единичном объёме среды?
- каковы эти нейтроны, чем они отличаются друг от друга, и каково подавляющее (определяющее) их большинство среди общего числа нейтронов различных качеств?
- каков характер движения этих нейтронов - хаотический, направленный или сложный?

Для получения ответа на эти вопросы необходимо ввести количественные характеристики нейтронных полей. Основными, определяющими различия нейтронных полей, характеристиками являются: плотность нейтронов - n ; скорость нейтронов - v (или их кинетическая энергия - $E = mv^2/2$); плотность потока нейтронов - Φ ; r - плотность тока нейтронов - I .

Плотность нейтронов (n) - число нейтронов, находящихся в данный момент времени в единичном объёме среды.

Из этого определения следует, что размерность плотности нейтронов - нейтр./см³, или формально - см⁻³. Плотность нейтронов является сугубо статической характеристикой: в определении нет и намёка на то, что нейтроны движутся. В нём внимание сосредоточено только на факте присутствия в данный момент времени в единичном объёме среды определенного числа нейтронов, фиксации их в этом единичном объёме, не давая при этом представления ни о характере, ни о направлении, ни о скорости их движения.

Средняя по объёму величина плотности нейтронов.

$$n = dN/dV. \quad (27)$$

В ядерном реакторе функционируют свободные нейтроны широкого диапазона кинетических энергий - от 10⁻⁴ эВ до десятков МэВ. Для удобства их различий они классифицируются на:

- быстрые нейтроны (с кинетическими энергиями выше 0.1 МэВ);
- промежуточные нейтроны (с энергиями 0.625 эВ < E < 0.1 МэВ);
- медленные нейтроны (с энергиями ниже 0.625 эВ).

- Особую часть медленных нейтронов составляют тепловые нейтроны – т. е. нейтроны, находящиеся в кинетическом равновесии с ядрами среды, в которой они движутся. Энергетический спектр тепловых нейтронов – спектр Максвелла - описывается выражением:

$$n(E)dE = n_0 C E \exp(-E/kT_n) dE, \quad (28)$$

где: $n(E)$ - плотность тепловых нейтронов, имеющих энергии в элементарном интервале dE вблизи значения E ; n_0 - интегральная плотность тепловых нейтронов всех возможных энергий в среде с так называемой температурой нейтронов T_n ; $k = 8.62 \cdot 10^{-5}$ эВ/К - постоянная Больцмана; C - постоянный множитель нормировки.

Максвелловский спектр тепловых нейтронов характеризуется следующими присущими ему энергиями тепловых нейтронов:

а) Наиболее вероятная энергия $E_{нв} = kT_n$, соответствует максимуму распределения тепловых нейтронов по энергиям при температуре нейтронов T_n . Это означает, что тепловых нейтронов с кинетической энергией $E_{нв}$ в среде больше, чем тепловых нейтронов любых других энергий (до 36% от общего числа тепловых нейтронов).

б) Средняя энергия тепловых нейтронов:

$$E_{ср} = 4kT_n / \pi \approx 1.273 kT_n = 1.273 E_{нв} \quad (29)$$

В частности при температуре нейтронов $T_{н0} = 293\text{К}$ (или 20°C), называемой стандартной температурой, наиболее вероятная и средняя энергии тепловых нейтронов соответственно равны:

$$E_{нв} = 0.0253 \text{ эВ} \text{ и } E_{ср} = 0.0322 \text{ эВ} \quad (30)$$

Итак, спектр нейтронов, то есть их энергетическое распределение в среде, является второй характеристикой нейтронного поля. Частные задачи теории реактора решаются на базе трёх энергетических спектров: спектр нейтронов деления (Уатта); спектр тепловых нейтронов (Максвелла) и спектр замедляющихся нейтронов (Ферми).

Нейтроны деления состоят из мгновенных (испускающихся в момент деления) и запаздывающих (появляющихся некоторое время спустя после деления).

Мгновенные нейтроны составляют более 99% нейтронов деления. Интервал энергий: 0,1 - 10 МэВ, средняя энергия 2 МэВ. Испускаются осколками деления практически мгновенно после деления составного ядра, в отличие от запаздывающих нейтронов, испускаемых продуктами деления через некоторое время после этого. Количество нейтронов, испускаемых в одном акте деления – случайная величина, распределённая по закону Гаусса около среднего значения (2-3 нейтрона на одно делящееся ядро). Среднее число нейтронов ν_f^i , образующихся при делении, зависит от сорта ядра-мишени и энергии налетающего нейтрона. Наблюдается заметный рост ν_f^i при увеличении энергии возбуждения делящегося ядра. Экспериментальные данные хорошо описываются линейной зависимостью вида:

$$\nu_f^i(E) = \nu_{f0}^i + E_n \frac{d\nu_f^i}{dE}, \quad (31)$$

где ν_{f0}^i - значение ν_f^i для $E=0,025$ эВ.

Запаздывающие нейтроны составляют менее 1% нейтронов деления. Некоторые осколки (⁸⁷Br, ⁸⁸Br и др.) после β⁻ распада образуют часть дочерних ядер с энергией возбуждения, превышающей энергию связи нейтрона. После такого распада возбужденное дочернее ядро испускает запаздывающий нейтрон. Испускание запаздывающего нейтрона конкурирует с γ-излучением, однако в случае перегруженности ядра нейтронами более вероятно испускание нейтрона. Это нейтроны, испускаемые продуктами деления через некоторое время (от нескольких миллисекунд до нескольких минут) после реакции деления тяжёлых ядер, в

отличие от мгновенных нейтронов, испускаемых практически мгновенно после деления составного ядра. Время появления запаздывающих нейтронов связано с периодами полураспада их предшественников – осколков. Среднее время запаздывания нейтронов равно 12,4 сек. Несмотря на малый *выход*, запаздывающие нейтроны играют огромную роль в ядерных реакторах, обеспечивая их управляемость и безопасность. Благодаря большому запаздыванию, эти нейтроны существенно, примерно на два порядка и более, увеличивают время жизни нейтронов одного поколения в ядерном реакторе и тем самым создают возможность управления самоподдерживающейся цепной реакцией деления. Именно наличие запаздывающих нейтронов позволило конструкторам создать атомный реактор: если бы при делении урана выделялись лишь мгновенные нейтроны, управлять атомным реактором было бы не возможно.

2.5 Размножение нейтронов

Возможность осуществления цепной реакции деления и её параметры определяются ядерно-физическими свойствами среды и геометрией системы. Влияние свойств среды можно изучать независимо, введя представление о бесконечно протяжённой среде. Основным параметр - K_∞ -коэффициент размножения нейтронов для бесконечной среды, равный отношению количества нейтронов одного поколения к предыдущему. При этом подразумевается, что нейтроны данного поколения исчезают как при поглощении с последующим делением ядра, так и в результате радиационного захвата. Вторичные нейтроны деления относятся к следующему поколению. Время жизни нейтронов одного поколения весьма мало (10^{-3} - 10^{-5} с в тепловых ядерных реакциях и до 10^{-8} с в быстрых), поэтому потерей нейтрона за счёт его собственного β -распада (время жизни ~ 15 мин) можно пренебречь. В гомогенной среде

$$K_\infty = \frac{\sum_i v_i \sigma_{fi} \alpha_i}{\sum_i (\sigma_{fi} + \sigma_s) \alpha_i}. \quad (32)$$

В чистом природном уране, где неупругое рассеяние быстро снижает энергию нейтронов ниже порога деления ^{238}U , радиационный захват настолько превалирует, что K_∞ оказывается существенно меньше единицы и цепная реакция невозможна. Для её осуществления нужно либо повысить содержание изотопа ^{235}U (до 10% и более), либо изменить спектр нейтронов с помощью замедлителя. В обоих случаях цепная реакция в основном будет происходить на ^{235}U . Для смеси урана с замедлителем упрощённый расчёт K_∞ основывается на том, что прослеживается вся "судьба" нейтрона, начиная от его образования в виде быстрого, далее в процессе замедления вплоть до поглощения, с определением необходимых параметров для каждого этапа в отдельности. В результате получается известная **формула четырёх сомножителей**:

$$K_\infty = \eta \epsilon \phi. \quad (33)$$

Величина η определяет среднее количество вторичных нейтронов, образующихся в результате поглощения в уране одного теплового нейтрона с последующим делением ядра; ϵ определяет вклад в K_∞ эффекта размножения быстрых нейтронов в ^{238}U ; ϕ - вероятность избежать резонансного (радиационного) захвата в ^{238}U в процессе замедления нейтрона; θ - вероятность поглощения теплового нейтрона в уране, а не в замедлителе или др. материалах.

В гомогенной среде существует оптимальное соотношение между концентрациями ядерного топлива и замедлителя, при котором K_∞ наибольший. Дальнейшее увеличение K_∞ может быть достигнуто за счёт использования гетерогенной структуры активной зоны. Обычно активная зона - правильная решётка стержневых ТВЭЛов, погружённых в массив замедлителя. Если, например, в гомогенной смеси природного урана с графитом $K_\infty < 1$, то при гетерогенной структуре K_∞ может доходить до 1,1. На природном уране в смеси с обычной водой, которая заметно поглощает тепловые нейтроны, нельзя достигнуть $K_\infty = 1$ ни при какой структуре активной зоны. Водяной замедлитель обязательно требует применения обогащённого урана.

Для конечной среды вводится эффективный коэффициент размножения нейтронов K_{ef} , который меньше K_∞ за счёт утечки нейтронов за пределы активной зоны: $K_{ef} = K_\infty l$, где l - вероятность избежать утечки (для нейтронов данного поколения). Величина l зависит от свойств среды и геометрии системы. С увеличением объёма активной зоны относительная величина поверхности, через которую происходит утечка, уменьшается и l растёт. При заданном объёме утечка зависит от формы системы; для сферы - системы с минимальной относительной поверхностью - l максимальна.

При $K_{ef} = 1$ осуществляется самоподдерживающаяся цепная реакция деления. Это состояние, а также сама система и её параметры называются критическими.

2.6 Критичность реактора

Мощность ядерного реактора определяется по формуле:

$$N_p = 3.204 \cdot 10^{-11} R_f^{295} V_m, \quad (34)$$

где R_f^{295} - средняя по объёму топлива (V_m) активной зоны скорость реакции деления ядер ^{235}U . С учётом выражения для скорости реакции деления имеем:

$$N_p = 3.204 \cdot 10^{-11} \nu V_m \Sigma_f^{295} n = C_N n, \quad (35)$$

где $C_N = 3.204 \cdot 10^{-11} \nu V_m \Sigma_f^{295}$ - постоянная для каждого конкретного реактора величина, а n - средняя по объёму топливной композиции в активной зоне величина плотности тепловых нейтронов со средней скоростью ν , $\Sigma_f^i = \sigma_j^i N_j$ (размерность см^{-1}) - макроскопическое сечение взаимодействия вещества для (j -ой) нейтронной реакции. По физическому смыслу это – вероятность взаимодействия частицы с ядрами на единицу объема вещества.

Мощность реактора - величина, прямо пропорциональная средней по объёму топлива плотности нейтронов в его активной зоне. Поэтому для того, чтобы реактор работал на постоянном уровне мощности, необходимо создать и поддерживать в его активной зоне такие условия, чтобы средняя по объёму топлива плотность нейтронов была неизменной во времени. Это состояние реактора принято называть критическим состоянием или просто критичностью.

Критичность реактора – рабочее его состояние, в котором средняя по объёму топлива плотность нейтронов в нём постоянна во времени.

Критическая масса в энергетическом реакторе - наименьшая масса топлива, в которой может протекать самоподдерживающаяся цепная реакция деления ядер при определенной конструкции и составе активной зоны (зависит от многих факторов, например: состава топлива, замедлителя, формы активной зоны и др.).

Критическая сборка - исследовательская ядерная установка с такой конфигурацией ядерного материала, в которой при соответствующих мерах может поддерживаться цепная ядерная реакция.

Критическое состояние реактора - стационарное состояние реактора, при котором количество нейтронов не изменяется во времени.

Критичность - условия, при которых в ядерной установке может поддерживаться цепная ядерная реакция.

Из определения критичности следует:

а) Реактор может быть критичным на любом уровне мощности. Действительно, каждому конкретному значению средней по объёму топлива плотности нейтронов $n(t) = \text{const}$ соответствует свой постоянный уровень мощности реактора $N_p(t) = \text{const}$; повышая n , мы автоматически повышаем N_p , и на любом уровне мощности реактор в соответствии с данным определением фактически оказывается критичным.

б) Первичным условием поддержания реактора в критическом состоянии, вытекающим из определения критичности, является $n(t) = \text{const}$, что равносильно условию:

$$dn/dt = 0, \quad (36)$$

то есть скорость изменения во времени средней плотности нейтронов по объёму топлива в реакторе должна быть нулевой.

Здесь важно, что скорость изменения плотности нейтронов - разница скоростей их появления и исчезновения в рассматриваемом единичном объёме. Существуют два канала исчезновения нейтронов из единичного объёма среды: 1) поскольку нуклиды веществ, составляющих активную зону реактора, в разной степени (определяемой величинами микросечений поглощения) поглощают нейтроны, то первый канал исчезновения нейтронов из единичного объёма любой среды - нейтронная реакция поглощения; 2) т. к. нейтроны в среде активной зоны реактора движутся с приличными скоростями (выше 2200 м/с), неизбежна их утечка - второй канал исчезновения нейтронов из единичного объёма активной зоны.

С учётом сказанного логическое уравнение баланса плотности нейтронов в единичном объеме среды активной зоны реактора можно записать так:

$$dn/dt = (\text{скорость генерации нейтронов}) - (\text{скорость поглощения их}) - (\text{скорость утечки их}),$$

причём, это логическое уравнение справедливо как для полного числа нейтронов в активной зоне, так и для каждого единичного (и не только единичного) её объёма.

Поскольку ^{235}U и ^{239}Pu делятся нейтронами любых энергий, то условие критичности реактора равноценно условию постоянства плотности нейтронов любой энергии в любом единичном объёме активной зоны. Получаются же нейтроны любой энергии E не только за счёт реакции деления, но и за счёт замедления нейтронов из области более высоких энергий. Кроме того, они исчезают внутри единичного объёма не только за счёт поглощения в этом объёме, но и за счёт замедления до более низких энергий.

Замечание. Наименьшей критической массой обладают ядерные реакторы с топливом в виде растворов солей чистых делящихся изотопов в воде и с водяным отражателем нейтронов. Для ^{235}U критическая масса 0,8 кг, для ^{239}Pu – 0,5 кг, для ^{252}Cf – 10 г.

2.7 Распространение нейтронов в среде

Движение нейтронов в реакторной среде похоже на хаотическое движение молекул в газе. Однако максимальная концентрация нейтронного газа соответствует вакууму с давлением 10 мм рт. ст. Поэтому взаимодействие нейтронов между собой на много порядков ниже, чем с ядрами, и им можно пренебречь, так что уравнения переноса нейтронов являются линейными относительно n и Φ . Пространственное энергетическое распределение нейтронов находится из решения газокинетического интегродифференциального уравнения Больцмана, получаемого при учёте нейтронного баланса в элементарном объёме среды. Это уравнение решают численными методами. Уравнение диффузии выводится в предположении, что угловое распределение потока нейтронов мало меняется на расстояниях порядка l . При подведении баланса нейтронов учитываются изменение количества нейтронов в данном объёме за счёт обмена с соседними объёмами, размножения и исчезновения нейтронов при ядерных взаимодействиях, а также возможное образование нейтронов от внутренних источников, не зависящее от величины Φ .

Для стационарных состояний, представляющих наибольший практический интерес, в отсутствие внешних источников уравнение диффузии в одномерной геометрии имеет вид

$$\frac{d^2 n}{dx^2} = \frac{K_\infty - 1}{L^2} n = 0, \quad (37)$$

Табл. 7. Длины замедления и диффузии для типичных замедлителей.

Вещество	H ₂ O	D ₂ O	Be	C
L _m	5,7	11,0	9,9	18,7
L	2,9	100	24	50

Величина

$$L = \sqrt{\frac{\lambda_r \lambda_c}{3}} \quad (38)$$

называется длиной диффузии и равна среднему расстоянию, которое проходит тепловой нейтрон в данном направлении до поглощения. Необходимые граничные условия устанавливаются для каждого конкретного случая. Для тех областей, где $K_\infty < 1$, решение одномерной задачи даёт экспоненциальную зависимость n (и Φ) от x , для $K_\infty = 1$ – линейную, для $K_\infty > 1$ – синусоидальную.

Из рассмотрения баланса нейтронов в процессе непрерывного замедления следует:

$$\Delta S = \frac{\partial S}{\partial \tau}, \quad (39)$$

где $S = {}^x\Phi E/l_s$ – плотность замедления (число нейтронов в единичном объёме, пересекающих уровень энергии E в единицу времени). Величина

$$\tau = \frac{L^2}{\xi} \ln \frac{E_0}{E} \quad (40)$$

называемая возрастом нейтронов, связана с временем замедления от начальной энергии E_0 до E (хотя сама и не имеет размерности времени). Среднее расстояние, на которое уходит нейтрон в данном направлении в процессе замедления (от энергии деления до тепловой), называется длиной замедления $L_m = \sqrt{6\tau_0}$ (t_0 – возраст теплового нейтрона).

3. УПРАВЛЕНИЕ ЯДЕРНЫМ РЕАКТОРОМ

3.1 Реактивность реактора

Реактивность ядерного реактора ρ – величина, характеризующая динамику цепной реакции в активной зоне ядерного реактора. Реактивность выражается через коэффициент размножения нейтронов: $\rho = (k-1)/k$. Понятие реактивности широко используется при описании некритических состояний реакторов. Поскольку k обычно мало отличается от единицы, $\rho \approx k-1$, то реактивность показывает превышение k над единицей. В критическом реакторе $\rho = 0$, в надкритическом реактивность положительна, в подкритическом – отрицательна. Если какое-либо явление приводит к снижению коэффициента размножения, говорят, что оно порождает *отрицательную реактивность*. Если в результате некоторого эффекта k увеличивается, эффект сопровождается появлением *положительной реактивности*.

При описании процесса размножения нейтронов в реакторе нет необходимости изучать поведение каждого индивидуального нейтрона; достаточно исследовать, как себя ведёт один среднестатистический

нейтрон одного поколения и как физические свойства среды, в которой движется этот усредненный по свойствам нейтрон, влияют на величину его времени жизни.

Поколение нейтронов в реакторе - совокупность нейтронов, рождаемых в активной зоне реактора одновременно или в очень короткий (по сравнению со временем их свободного существования) промежуток времени.

Поколения усреднённых нейтронов можно перенумеровать в соответствии с последовательными моментами времени их появления: $n_1, n_2, n_3, \dots, n_{i-1}, n_i, n_{i+1}, \dots$. Если плотности нейтронов различных поколений равны: $n_1 = n_2 = n_3 = \dots = n_{i-1} = n_i = n_{i+1} = \dots$, то реактор критичен: средняя плотность нейтронов n в нём в любой момент времени постоянна и уровень мощности реактора - не изменяется. Если плотность нейтронов от поколения к поколению возрастает: $n_1 < n_2 < n_3 < \dots < n_{i-1} < n_i < n_{i+1} < \dots$, то реактор надкритичен: плотность нейтронов в нём в любой момент времени - функция возрастающая, а, следовательно, мощность реактора во времени растёт. Если же плотность нейтронов последовательно сменяющих друг друга поколений уменьшается: $n_1 > n_2 > n_3 > \dots > n_{i-1} > n_i > n_{i+1} > \dots$, то реактор подкритичен, и его мощность со временем падает.

Понятие "поколение нейтронов" даёт меру оценки состояния реактора. Поскольку характер изменения мощности реактора определяется тенденцией изменения плотностей нейтронов непосредственно следующих друг за другом поколений, то отношение плотностей нейтронов любого рассматриваемого и непосредственно предшествующего ему поколений может дать ответ на вопрос, критичен, подкритичен или надкритичен реактор. Величина:

$$K_{ef} = \frac{n_i}{n_{i-1}} = \frac{n_{i+1}}{n_i} \quad (41)$$

представляющая собой отношение чисел нейтронов рассматриваемого и непосредственно предшествующего ему поколений, называется эффективным коэффициентом размножения нейтронов в реакторе. Понятно, что в критическом реакторе $K_{ef} = 1$, в надкритическом реакторе $K_{ef} > 1$, а в подкритическом - $K_{ef} < 1$, а величина эффективного коэффициента размножения (по тому, насколько она отклоняется от единицы) должна позволить нам оценить, с какой интенсивностью идут процессы нарастания или убывания мощности реактора.

Наряду с эффективным коэффициентом размножения, являющимся мерой оценки состояния реактора, используются ещё две меры оценки отклонения реактора от критического состояния. Первая из них - превышение величины эффективного коэффициента размножения над единицей

$$\delta K_{ef} = K_{ef} - 1 \quad (42)$$

называется избыточным коэффициентом размножения.

Вторая мера отклонения реактора от критичности, представляющая собой отношение величин избыточного коэффициента размножения к эффективному

$$\rho = \frac{\delta K_{ef}}{K_{ef}} = \frac{K_{ef} - 1}{K_{ef}} = 1 - \frac{1}{K_{ef}} \quad (43)$$

называется реактивностью реактора.

При $\rho = 0$ состояние стационарно. В критическом реакторе величины избыточного коэффициента размножения и реактивности равны нулю, в надкритическом реакторе они положительны, а в подкритическом - отрицательны. Каждому значению ρ отвечает определённая скорость изменения мощности с характерным временем T (период реактора), устанавливающаяся после некоторого переходного этапа. При $\rho < 0$ мощность снижается, при $\rho > 0$ - растёт. Если $|\rho| \ll \beta$ (β -доля запаздывающих нейтронов), то период реактора определяется запаздывающими нейтронами и оказывается достаточно большим, чтобы обеспечить регулирование цепной реакции. С увеличением положительной реактивности период реактора быстро уменьшается. При $\rho > \beta$ период реактора почти полностью определяется временем жизни мгновенных нейтронов T_0 и уже не зависит от временных параметров запаздывающих нейтронов:

$$T \approx \frac{T_0}{\rho - \beta}. \quad (44)$$

Если ρ заметно превосходит β , то будет иметь место недопустимо быстрый (аварийный) разгон ядерного реактора на мгновенных нейтронах.

В процессе работы ядерного реактора происходят изменения реактивности - относительно быстрые, связанные с изменением температуры реактора в переходных режимах, и сравнительно медленные, обусловленные изменением состава активной зоны за счёт выгорания ядерного горючего и накопления осколков. Температурный эффект реактивности определяется различным влиянием температуры на вероятности элементарных процессов (деление, захват нейтронов) и, как следствие, на величину K_{∞} , а также изменением утечки нейтронов из-за термической деформации конструкций и всей активной зоны в целом.

Этот эффект характеризуется мощностным коэффициентом реактивности, который равен изменению реактивности при изменении мощности на единицу, а также температурным коэффициентом реактивности, равным отношению изменения реактивности к температуре теплоносителя (при постоянной мощности).

Из-за конечных теплопроводности и теплоёмкости изменения температуры в разных частях и элементах активной зоны происходят с разной скоростью. Соответственно коэффициенты реактивности состоят из компонент различной величины, а также знака, с разными периодами установления. Наиболее быстрая компонента обусловлена нагреванием топлива, при котором за счёт доплеровского уширения резонансов происходит перераспределение парциальных сечений взаимодействия нейтронов с ядрами реакторных материалов. Значения коэффициентов реактивности изменяются с мощностью, а также в процессе выгорания горючего. Порядок величины асимптотических коэффициентов реактивности: мощностного - 10^{-5} МВт^{-1} температурного - 10^{-5} К^{-1} .

Влияние температуры и мощности на реактивность означает наличие в реакторе внутренней обратной связи. В большинстве случаев эта обратная связь отрицательна, что способствует стабильности реактора в аварийных ситуациях, в том числе при выходе системы управления из строя. На величину этой обратной связи можно влиять соответствующими конструктивными мерами. Правила ядерной безопасности устанавливают жёсткие требования к параметрам внутренней устойчивости реактора.

Связанные с накоплением осколков эффекты влияния на реактивность - отравление и шлакование. Отравление имеет место только в тепловых реакторах и обусловлено образованием ^{135}Xe (с выходом 6-7% на акт деления), обладающего колоссальным сечением поглощения тепловых нейтронов - $2,7 \cdot 10^6$ барн. Исчезает ^{135}Xe как за счёт распада (с периодом 9,2 ч), так и из-за выгорания-превращения при захвате нейтрона в слабопоглощающий ^{136}Xe . При большой мощности, отвечающей потоку 10^{13} нейтрон/см²·с и выше, второй эффект становится преобладающим. После остановки реактора, количество ^{135}Xe растёт, т. к. продолжается радиоактивный распад его предшественника - ^{135}I (с периодом 6,7 ч), а выгорание отсутствует, до тех пор пока не установится равновесие с его собственным β -распадом. Связанное с этим временное снижение реактивности после остановки теплового реактора носит название йодной ямы. Более слабый эффект - отравление ^{149}Sm , сечение поглощения тепловых нейтронов для которого составляет $5,3 \cdot 10^4$ барн. Потеря реактивности за счёт накопления других, слабо поглощающих нейтроны осколков, шлакование практически не зависит от уровня мощности и пропорционально достигнутой степени выгорания топлива. В быстрых реакторах, где нет сильных поглотителей нейтронов, отравление отсутствует, а шлакование относительно мало.

Система управления и защиты реактора включает в себя: подсистему оперативного регулирования, управляющую относительно небольшой положительной и отрицательной реактивностью, достаточной для обеспечения необходимых переходных режимов; подсистему аварийной защиты, быстро вводящую по сигналу о выходе технологических параметров за допустимые пределы большую отрицательную реактивность и останавливающую цепную реакцию; подсистему компенсации, медленно вводящую положительную реактивность для компенсации её снижения как за счёт температурных эффектов, так и из-за выгорания ядерного горючего и накопления осколков. Изменение реактивности в нужную сторону осуществляется движением регулирующих стержней по показаниям технологических датчиков.

3.2 Нейтронный цикл

Проследим подробно за изменением количества нейтронов одного произвольного (*i*-го) поколения в тепловом реакторе, в активной зоне которого имеются ^{235}U , ^{238}U , замедлители, теплоноситель и необходимые конструкционные материалы.

Пусть в таком реакторе в результате делений ядер ^{235}U тепловыми нейтронами рождается n_{6i} быстрых нейтронов деления *i*-го поколения, имеющих среднюю энергию $E_{cp} = 2 \text{ МэВ}$.

а) Эти быстрые нейтроны начинают процесс замедления и в начале интервала замедления ($2 \div 1.1 \text{ МэВ}$), т. е. выше порога деления ядер ^{238}U , имеют возможность взаимодействовать с ядрами ^{238}U и вызывать их деления, в результате которых появляются дополнительные быстрые нейтроны деления. Число μ , показывающее, во сколько раз число нейтронов деления, полученных в делениях ядер топлива нейтронами всех энергий, больше числа нейтронов деления, полученных в делениях ядер ^{235}U только тепловыми нейтронами, называется коэффициентом размножения на быстрых нейтронах. Общее число нейтронов деления *i*-го поколения равно $n_{6i}\mu$.

б) Эти $n_{6i}\mu$ быстрых нейтронов продолжают замедление в активной зоне реактора, но лишь p_3 -ая часть их останется в её объёме в конце процесса замедления, а $(1-p_3)$ -ая часть их - претерпит утечку из активной зоны во время замедления. Доля нейтронов p_3 , избежавших утечки из активной зоны при замедлении, от числа

нейтронов поколения, начавших замедление в активной зоне, называется вероятностью избежания утечки замедляющихся нейтронов. К концу процесса замедления в активной зоне реактора должно было бы остаться $n_{6i}\mu p_3$ нейтронов i -го поколения.

в) Поглощающая способность надтепловых (быстрых и промежуточных) нейтронов для подавляющего большинства нуклидов в активной зоне очень низка по сравнению с поглощающей способностью их в области тепловых энергий. Но так как в надтепловой области величины микросечений поглощения всех нуклидов не нулевые, некоторая часть замедляющихся нейтронов будет теряться за счёт реакций радиационного захвата. Кроме того, в составе активной зоны реактора есть ^{238}U , который является сильным поглотителем замедляющихся нейтронов в области энергий ($6 \div 600$) эВ, т. е. почти в конце интервала замедления.

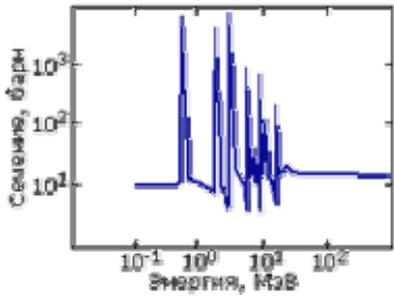


Рис. 7. Сечение радиационного захвата нейтронов ядрами изотопа урана ^{238}U в резонансной области энергий.

На графике зависимости микросечения радиационного захвата ^{238}U от энергии нейтронов (**Рис. 7**) просматриваются несколько десятков аномальных "пиков" — резонансов. Эту разновидность радиационного захвата замедляющихся нейтронов, в отличие от радиационного захвата тепловых нейтронов назвали резонансным захватом. Не все $n_{6i}\mu p_3$ замедляющихся нейтронов i -го поколения благополучно завершат замедление и станут тепловыми, а только некоторая j -ая их часть: $(1-\varphi)$ -ая часть замедляющихся нейтронов в активной зоне в процессе замедления испытает резонансный захват, и, следовательно, будут потеряны. Доля нейтронов, избежавших резонансного захвата при замедлении, от числа нейтронов поколения, замедляющихся в пределах активной зоны реактора, называется вероятностью избежания резонансного захвата. Количество нейтронов поколения, благополучно завершающих в активной зоне процесс замедления (= становящихся тепловыми) равно $n_{6i}\mu p_3\varphi$.

г) Утечка из активной зоны свойственна не только замедляющимся, но и тепловым нейтронам. Поэтому не все указанные $n_{6i}\mu p_3\varphi$ тепловых нейтронов останутся до конца процесса диффузии в пределах активной зоны, а только p_m -ая часть их: $(1-p_m)$ -ая часть покинет при диффузии активную зону и будет безвозвратно утеряна. Доля тепловых нейтронов, избежавших утечки из активной зоны при диффузии, от числа тепловых нейтронов поколения, начавших процесс диффузии в активной зоне, называется вероятностью избежания утечки тепловых нейтронов (p_m). К концу диффузии (т. е. к моменту поглощения) в активной зоне останется $n_{6i}\mu p_3\varphi p_m$ тепловых нейтронов i -го поколения.

д) Конец процесса диффузии тепловых нейтронов в реакторе — гибель в результате их поглощения. Так как различные ядра — компоненты активной зоны — в различной степени поглощают тепловые нейтроны, то либо тепловые нейтроны поглощаются делящимися под действием тепловых нейтронов ядрами топлива, либо поглощаются компонентами активной зоны. Первая из этих возможностей таит в себе нечто созидательное: поглощение теплового нейтрона ядром ^{235}U может вызвать деление этого ядра и появление новых быстрых нейтронов деления, но вторая возможность ведёт к непроизводительной потере тепловых нейтронов. Доля тепловых нейтронов, поглощаемых делящимися под действием тепловых нейтронов ядрами топлива, от всех тепловых нейтронов поколения (поглощаемых всеми компонентами активной зоны) называется коэффициентом использования тепловых нейтронов (θ). Количество тепловых нейтронов i -го поколения, поглощенных ядрами ^{235}U , равно $n_{6i}\mu p_3\varphi p_m\theta$.

е) Но из этих $n_{6i}\mu p_3\varphi p_m\theta$ поглощений тепловых нейтронов ядрами ^{235}U лишь η -ая часть завершится делениями ядер, а $(1-\eta)$ -ая часть закончится бесполезным для дела радиационным захватом тепловых нейтронов этими ядрами. Величина η^{235} — вероятность того, что поглощение теплового нейтрона ядром ^{235}U завершится делением последнего. В рассматриваемом простом случае однокомпонентного топлива (состоящего лишь из одного типа делящихся тепловыми нейтронами ядер ^{235}U) эта вероятность может быть легко сосчитана как отношение скоростей реакций деления и поглощения тепловых нейтронов ядрами ^{235}U :

$$\eta = \nu^{235} \frac{\sigma_f^{235} N^{235} \Phi}{\sigma_a^{235} N^{235} \Phi} = \frac{\sigma_f^{235}}{\sigma_a^{235}} = \frac{583,5}{680,9} \approx 0,857 \quad (45)$$

Таким образом, в указанном выше количестве делений ядер ^{235}U под действием тепловых нейтронов i -го поколения будет рождено

$$n_{6i}\mu p_3\varphi p_m\theta\eta = n_{6i+1} \quad (46)$$

нейтронов деления, но это уже – быстрые нейтроны нового, (i+1)-го поколения.

Константа η - среднее число получаемых нейтронов деления, приходящееся на каждый поглощаемый ядрами ^{235}U тепловой нейтрон. Когда топливо в реакторе состоит из нескольких типов делящихся под действием тепловых нейтронов ядер, η - среднее число получаемых нейтронов деления, приходящееся на каждый поглощаемый делящимися нуклидами топлива тепловой нейтрон. С учётом последнего замечания формулу (46) можно записать так:

$$n_{i+1} = n_{\sigma i} \mu \varphi \theta \eta p_3 p_T. \quad (47)$$

Но если разделить обе части выражения (47) на величину $n_{\sigma i}$:

$$\frac{n_{\sigma i+1}}{n_{\sigma i}} = \mu \varphi \theta \eta p_3 p_T \quad (48)$$

то в левой части получается отношение плотностей нейтронов двух последовательных поколений, в точности совпадающее с определением величины эффективного коэффициента размножения:

$$K_{ef} = \mu \varphi \theta \eta p_3 p_T \quad (49)$$

Формула (49) выражает характеристику эффективных размножающих свойств активной зоны теплового ядерного реактора (K_{ef}), которая является и мерой нейтронно-физического состояния реактора, через характеристики отдельных физических процессов нейтронного цикла.

Наглядная схема баланса нейтронов в продолжение одного цикла размножения нейтронов в тепловом реакторе показана на **Рис. 8**.

Последние два сомножителя в формуле (49) и (p_3 и p_m) определяются формой и размерами активной зоны реактора, и фактом своего существования они обязаны только тому, что реальные активные зоны имеют конечные размеры: в гипотетической активной зоне бесконечных размеров обе указанных вероятности равны единице, поскольку и замедляющимся, и тепловым нейтронам в бесконечной активной зоне утекать некуда. Размножающие свойства бесконечной активной зоны определяются только совокупностью компонентов среды этой активной зоны безотносительно к её размерам. Вот почему величину произведения в выражении (49)

$$K_{\infty} = \mu \varphi \theta \eta \quad (50) - \text{формула четырёх сомножителей.}$$

при анализе обычно выделяют и называют коэффициентом размножения в бесконечной среде.

K_{∞} – служит характеристикой собственных размножающих свойств среды активной зоны определённого состава, указывая предельную, максимально возможную, величину эффективного коэффициента размножения в активной зоне этого состава при бесконечном увеличении её размеров. Поэтому эффективный коэффициент размножения реальной активной зоны конечных размеров может быть записано кратко

$$K_{\sigma\text{эф}} = K_{\infty} p_3 p_T \quad (51)$$

Величина эффективного коэффициента размножения реактора с определённым составом активной зоны конечных размеров есть произведение коэффициента размножения в бесконечной среде на величины вероятностей избежания утечки нейтронов для этой конечной активной зоны. Эффективные размножающие свойства активной зоны (характеризуемые величиной $K_{\sigma\text{эф}}$) - сложная комбинация свойств отдельных сторон нейтронного цикла в реакторе.

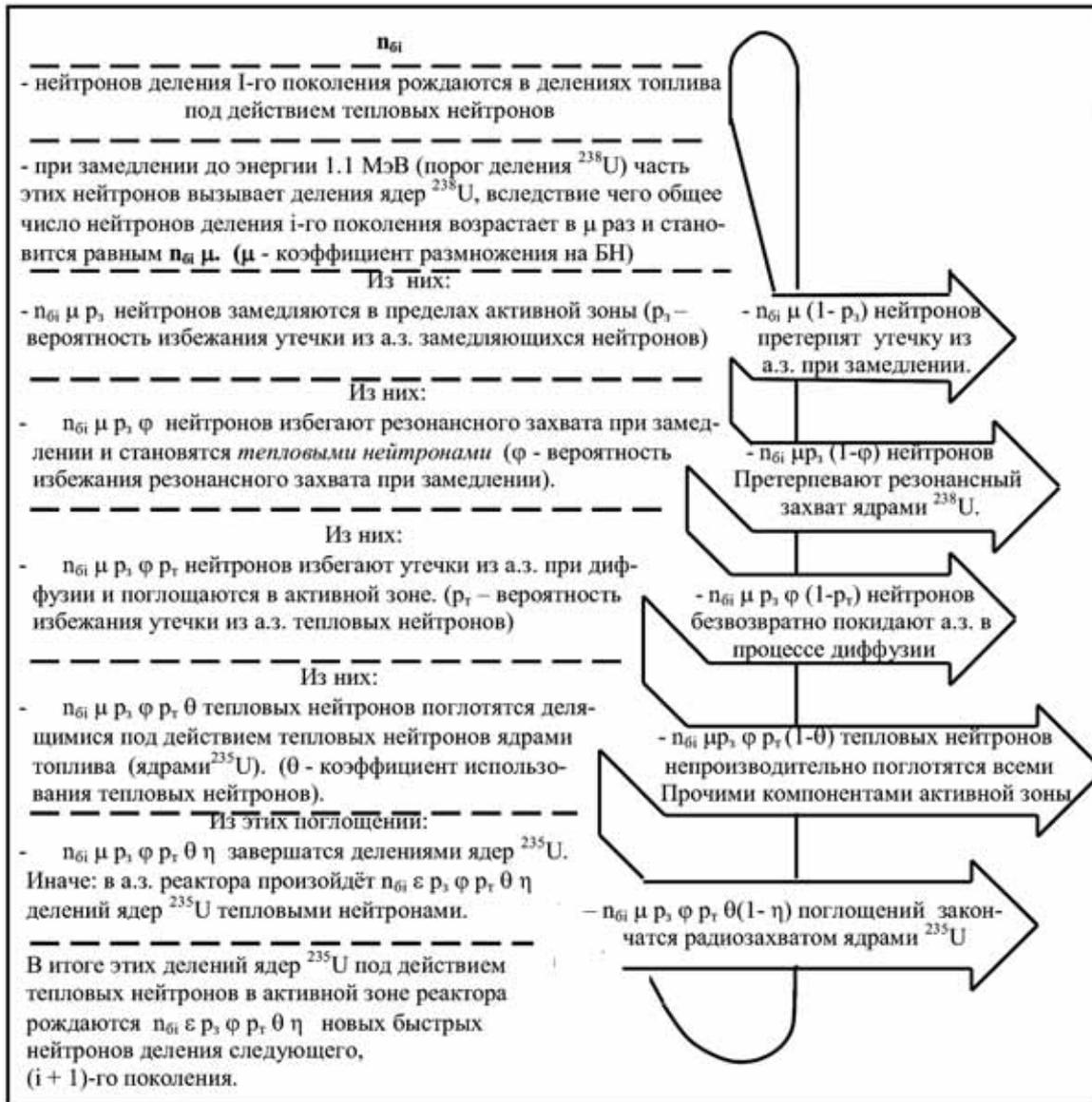


Рис. 8. Схематическое изображение нейтронного цикла в тепловом ядерном реакторе.

3.3 Управление реактором на тепловых нейтронах

В качестве примера рассмотрим управление цепной реакцией деления в реакторе, работающем на природном уране (первые промышленные реакторы, современные канадские и английские энергетические реакторы). Природный уран содержит два изотопа: ^{238}U (99,29%) и ^{235}U (0,71%), содержание ^{234}U ничтожно. Ядро ^{238}U делится только под действием быстрых нейтронов с энергией > 1 МэВ и малым эффективным поперечным сечением $\sigma_f = 0,3$ барна. Ядро ^{235}U делится под действием нейтронов любых энергий, причём с уменьшением энергии сечение его деления резко возрастает. При делении ^{238}U или ^{235}U быстрым нейтроном вылетает 2,5 нейтрона с энергией от 0,1 МэВ до 14 МэВ, т.е. при отсутствии потерь ядерная цепная реакция могла бы развиваться в природном уране. Однако потери есть: ядра ^{238}U могут захватывать нейтроны с образованием ^{239}U . Кроме того, при столкновении нейтронов с ядром ^{238}U происходит неупругое рассеяние, при котором энергия нейтронов становится ниже 1 МэВ, и они уже не могут вызвать деление ^{238}U . Большая часть таких нейтронов испытывает радиационный захват или вылетает наружу. Поэтому в этих условиях не может развиваться цепная реакция.

Для возбуждения цепной реакции в естественном уране используется замедление нейтронов при их столкновении с лёгкими ядрами (^2H , ^{12}C и др. замедлители). Сечение деления ^{235}U на тепловых нейтронах $\sigma_f^{295} = 582$ барна, сечение радиационного захвата в ^{235}U (с образованием ^{236}U) $\sigma_3^5 = 100$ барн, а в ^{238}U $\sigma_f^{298} = 2,73$ барна. При делении тепловыми нейтронами $\nu = 2,44$. Отсюда следует, что число нейтронов η , которые могут вызвать деление ^{235}U , приходящееся на 1 поглощённый тепловой нейтрон предыдущего поколения, равно:

$$\eta = \frac{\nu \sigma_f^{295}}{\sigma_f^{295} + \sigma_3^{295} + \frac{C^{298}}{C^{295}} \sigma_3^{298}} = 1,33 \quad (52)$$

Здесь ρ^{298}/ρ^{295} - отношение концентраций ^{238}U и ^{235}U .

Поскольку $\eta > 1$, то при наличии замедлителя нейтронов реактор может работать на природном уране с замедлителем.

Проблема в том, что при делении урана тепловыми нейтронами рождаются быстрые нейтроны, которые, прежде чем замедлиться до тепловой энергии, могут поглотиться. Сечение радиационного захвата ^{238}U имеет резонансный характер, т. е. достигает очень больших значений в определённых узких интервалах энергии. В однородной смеси вероятность резонансного поглощения слишком велика, чтобы ядерная цепная реакция на тепловых нейтронах могла осуществиться. Эту трудность обходят, располагая уран в замедлителе дискретно, в виде блоков, образующих правильную решётку. Резонансное поглощение нейтронов в такой гетерогенной системе резко уменьшается по двум причинам: 1) сечение резонансного поглощения столь велико, что нейтроны, попадая в блок, поглощаются в поверхностном слое, поэтому внутренняя часть блока экранирована и значительная часть атомов урана не принимает участия в резонансном поглощении; 2) нейтроны резонансной энергии, образовавшиеся в замедлителе, могут не попасть в уран, а, замедляясь при рассеянии на ядрах замедлителя, "уйти" из опасного интервала энергии. При поглощении теплового нейтрона в блоке рождается η вторичных быстрых нейтронов, каждый из которых до выхода из блока вызовет небольшое количество делений ^{238}U . В результате число быстрых нейтронов, вылетающих из блока в замедлитель, равно $\epsilon\eta$, где ϵ - коэффициент размножения на быстрых нейтронах. Если ϕ - вероятность избежать резонансного поглощения, то только $\epsilon\eta\phi$ нейтронов замедлится до тепловой энергии. Часть тепловых нейтронов поглотится в замедлителе. Пусть θ - вероятность того, что тепловой нейтрон поглотится в уране (коэффициент теплового использования нейтронов). В гомогенной системе:

$$\theta = \frac{C_U \sigma_3^U}{C_U \sigma_3^U + C_S \sigma_3^S}, \quad (53)$$

в гетерогенной системе:

$$\theta = \frac{C_U \sigma_3^U \Phi^U}{C_U \sigma_3^U \Phi^U + C_S \sigma_3^S \Phi^S}. \quad (54)$$

Здесь C_U и C_S - концентрации урана и замедлителя, σ_3 - соответствующие сечения поглощения, Φ - потоки нейтронов. В результате на 1 тепловой нейтрон первого поколения, совершающий деление, получается $K_{\infty} = \epsilon\eta\phi\theta$ нейтронов следующего поколения, которые могут вызвать деление. K_{∞} - коэффициент размножения нейтронов в бесконечной гетерогенной системе. Если $K_{\infty} > 1$, то реакция деления в бесконечной решётке будет нарастать экспоненциально.

Если система имеет ограниченные размеры, то часть нейтронов может покинуть среду. Обозначим долю нейтронов, вылетающих наружу, через $1-p$, тогда для продолжения реакции деления остаётся $K_{\infty p} = K_{\infty} p$ нейтронов, и если $K_{\infty p} > 1$, то число делений растёт экспоненциально и реакция является саморазвивающейся. Так как число делений и, следовательно, число вторичных нейтронов в размножающей среде пропорционально её объёму, а их вылет (утечка) пропорционален поверхности окружающей среды, то цепная реакция возможна только в среде достаточно больших размеров. Например, для шара радиуса \sqrt{R} отношение объёма к поверхности равно $R/3$, и, следовательно, чем больше радиус шара, тем меньше утечка нейтронов. Если радиус размножающей среды становится достаточно большим, чтобы в системе проходила стационарная цепная реакция, т. е. $K_{\infty p} - 1 = 0$, то такую систему называют критической, а её радиус критическим радиусом.

Для осуществления цепной реакции в природном уране на тепловых нейтронах используют в качестве замедлителя вещества с малыми сечением радиационного захвата (графит или тяжёлую воду D_2O). В замедлителе из обыкновенной воды цепная реакция на природном уране невозможна из-за большого поглощения нейтронов в водороде.

Чтобы интенсивность цепной реакции можно было регулировать, время жизни одного поколения нейтронов должно быть достаточно велико. Время жизни t_0 тепловых нейтронов мало ($t_0 = 10^{-3}$ сек). Однако наряду с нейтронами, вылетающими из ядра мгновенно (за время 10^{-16} сек), существует небольшая доля μ запаздывающих нейтронов, вылетающих после β -распада осколков деления со средним временем жизни $t_c = 14,4$ сек. Для запаздывающих нейтронов при делении ^{235}U $\mu \sim 0,75 \cdot 10^{-2}$. Если $K_{\infty p} > 1 + \mu$, то время T «разгона» ядерной цепной реакции (равное времени, за которое число деления увеличивается в e раз) определяется соотношением:

$$\frac{1}{T} = \frac{K_{\infty p} - (1 + \mu)}{\tau_0}, \quad (55)$$

где τ_0 – время жизни тепловых нейтронов.

Здесь запаздывающие нейтроны не участвуют в развитии цепной реакции. Практически важен другой предельный случай: $K_{эф} - 1 \ll \mu$, тогда:

$$\frac{1}{T} = \frac{K_{эф} - 1}{(1 + \mu - K_{эф})\tau} \quad (56)$$

где τ – время жизни поколения нейтронов.

Здесь мгновенные нейтроны не играют роли в развитии реакции. Таким образом, если $K_{эф} < 1 + \mu$, то ядерная цепная реакция будет развиваться только при участии запаздывающих нейтронов за время порядка минут и будет хорошо регулируемой.

Профессор
И.Н.Бекман

ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

Лекция 2. АТОМ

Радиохимия имеет дело с нестабильными веществами, и возникающими при их распаде ионизирующими излучениями. Для понимания происходящих процессов и предсказания их последствий, радиохимикам приходится углубляться в строение вещества, переходя с одного структурного уровня на другой – атом, ядро, элементарные частицы (далее спускаться пока некуда, и это хорошо, а то бы мои лекции никогда бы не кончились).

В данной лекции мы коротко остановимся на истории развития атомизма, рассмотрим основные свойства атомов и их внутреннее строение.

1. ИСТОРИЯ АТОМИЗМА

В процессе познания природы человек всегда стремился как-то классифицировать изучаемые вещества, выделять сходные по свойствам, разбивать на составные (элементарные) части.

Попытку упорядочения окружающего мира предприняли древнегреческие философы, считавшие, что все вещества состоят из четырёх вечно существующих элементов: земли, воды, воздуха и огня. Большое разнообразие веществ они объясняли разными комбинациями этих четырёх элементов. Из единства строения всех веществ делали вывод о возможности их взаимных превращений. Некоторые последователи этого учения ввели представление об атомистической природе вещества.

По-видимому, первыми начали проповедовать атомистическое учение философ Левкипп с острова Милет в 5 в. до н.э. и его более известный ученик Демокрит из Абдеры. И хотя их работы не сохранились, за исключением отдельных фрагментов, все же ясно, что они исходили из небольшого числа простых физических гипотез, а соображения, которые их привели к этим гипотезам, были достаточно абстрактными. По Демокриту, вся природа состоит из атомов (т.е. неделимых частиц), мельчайших частиц вещества, покоящихся или движущихся в абсолютно пустом пространстве. Все атомы имеют простую форму, а атомы одного сорта тождественны; разнообразие природы отражает разнообразие форм атомов и разнообразие способов, которыми атомы могут сцепляться между собой. Демокрит полагал, что свойства того или иного вещества определяются формой, массой, пр. характеристиками образующих его атомов. Так, скажем, у огня атомы остры, поэтому огонь способен обжигать, у твёрдых тел они шероховаты, поэтому накрепко сцепляются друг с дружкой, у воды — гладки, поэтому она способна течь. Даже душа человека, согласно Демокриту, состоит из атомов. И Демокрит, и Левкипп учили, что, начав двигаться, атомы затем движутся по законам природы. Эта мысль, если ее последовательно придерживаться, приводит к строго детерминистскому взгляду на природу, в которой случай и свобода воли не играют никакой роли.

Термин атом (т.е. неделимый) был введён Демокритом: «Сладость и горькость, жара и холод суть определения, на самом же деле (есть только) атомы и пустота». Демокрит полагал, что свойства того или иного вещества определяются формой, массой, пр. характеристиками образующих его атомов. Так, скажем, у огня атомы остры, поэтому огонь способен обжигать, у твёрдых тел они шероховаты, поэтому накрепко сцепляются друг с дружкой, у воды — гладки, поэтому она способна течь. Даже душа человека, согласно Демокриту, состоит из атомов.

Чисто логическим путем можно прийти к выводу, что дробление вещества не может происходить бесконечно. В конце концов, должна остаться некая мельчайшая и *неделимая* крупинка вещества или *атом* вещества. Если бы таких неделимых крупинок не оставалось, то любую вещь можно было бы уничтожить до конца. А раз так, то новые вещи (и даже животные, растения) создавались бы из ничего. По мнению древнегреческих философов Левкиппа и Демокрита, это противоречило бы здравому смыслу.

Наиболее трудным был вопрос о физической реальности основных понятий атомизма. В каком смысле можно было говорить о реальности пустоты, если она, лишённая вещества, не может обладать никакими физическими свойствами? Ответ Левкиппа был безоговорочен: «то, что есть (т.е. атомы), не более реально, чем то, чего нет (т.е. пустота)». Аристотель и многие другие находили это утверждение логически неприемлемым. Идеи Левкиппа и Демокрита не могли служить удовлетворительной основой теории вещества поскольку не объясняли, ни из чего сделаны атомы, ни почему атомы неделимы. В «Тимее», написанном через поколение после Демокрита, Платон предложил решение этих проблем: «мельчайшие

частицы» принадлежат не царству материи, а царству геометрии; они представляют собой различные телесные геометрические фигуры, ограниченные плоскими треугольниками. Хотя платоновое решение может показаться метафизической уверткой, попыткой избежать ответа на физический вопрос, Платон, подошел к современным идеям гораздо ближе, чем Демокрит.

Идеи Демокрита дошли до нас главным образом через сочинение римского поэта Тита Лукреция Кара (ок. 96 – 55 до н.э.) – обширную поэму *О природе вещей* (*De rerum natura*), содержательно и красочно повествующую о происхождении и природе земных вещей. Лукреций подробно излагает атомистическую теорию, дошедшую до него от Левкиппа и Демокрита через учение Эпикура Самосского (ок. 341–270 до н.э.). Он выстраивает факты, свидетельствующие в пользу атомистической теории; ветер, дующий с огромной силой, хотя никто не может видеть его, должно быть, состоит из частиц, слишком малых для того, чтобы их можно было видеть. Мы можем ощущать вещи на расстоянии по запахам, звукам и теплу, хотя все это распространяется, оставаясь невидимым. Для примера Лукреций говорит об одежде, впитывающей влагу на морском берегу у самой воды:

*«И... на морском берегу, разбивающем волны,
Платье сыреет всегда, а на солнце вися, оно сохнет;
Видеть, однако, нельзя, как влага на нем оседает,
Да и не видно того, как она исчезает от зноя.
Значит, дробится вода на такие мельчайшие части,
Что недоступны они совершенно для нашего глаза.»*

И хотя сегодня обычно никто не мыслит звук и тепло как состоящие из атомов, другие примеры, приводимые Лукрецием, и с современной точки зрения служат вполне приемлемым подтверждением гипотезы существования атомов.

Лукреций связывает свойства вещей со свойствами составляющих их атомов: атомы жидкости малы и округлы, поэтому жидкость течет так легко и проникает сквозь пористое вещество, тогда как атомы твердых веществ имеют крючки, которыми они сцеплены между собой. Точно так же различные вкусовые ощущения и звуки различной громкости и тембра состоят из атомов соответствующих форм – от простых и гармоничных до извилистых и нерегулярных. Лукреций, один из немногих римлян, питавших интерес к чистой науке, был к тому же первым из великих римских поэтов. Но его идеи, как и идеи его учителя Эпикура, допускают интерпретацию, которую можно было бы назвать материалистической: например, представление о том, что Бог, запустив единожды атомный механизм, более не вмешивается в его работу или что душа умирает вместе с телом. Поэтому учения Лукреция и Эпикура были осуждены церковью и оставались почти неизвестными в средние века.

Аристотель (384–322 до н.э.) – один из крупнейших ученых древности, атомистическую теорию не принимал, и его взгляды на философию и науку преобладали впоследствии в средневековом мышлении. Атомистической теории как бы не существовало до самого конца эпохи Возрождения, когда на смену чисто умозрительным философским рассуждениям пришел эксперимент.

Атомизм или атомное учение – учение о прерывистом, дискретном строении материи.

В 17 в. идеи атомизма были возрождены французским философом П. Гассенди и английским химиком Р. Бойлем.

В период становления точного естествознания в 17-18 в атомистические представления в разных формах развивали И.Кеплер, П. Гассенди, Р.Декарт, Р.Бойль, И.Ньютон, М.В.Ломоносов, Р.Бошкович и др. Так, Р.Бойль (17-ый век) положил атомистику в основу своих химических представлений и объяснил все химические изменения соединением и разъединением атомов. Важную роль атомистика играла в работах И.Ньютона. В результате быстрого развития химии (работы А.Лавуазье, Ж.Пруста, К.Бертолле, Я.Берцелиус и др.) была заложена основа количественных аспектов атомистического учения. В конце 18-го века учёные впервые узнали, что вода – сложное вещество, состоящее из двух простых веществ – кислорода и водорода. соответственно понятие атомы материи было разбито на два: молекулы и атомы. Дж. Дальтон сформулировал закон кратных отношений (1803), ввел понятие атомного веса и дал оценки атомных весов некоторых элементов. Ж. Гей-Люссаком был установлен объемных отношений закон (1808), для объяснения которого А.Авогадро в 1811 ввел представление о молекуле, как состоящей из атомов наименьшей частице вещества, способной к самостоятельному существованию. Он же предположил, что в равных объемах любых газов при одних и тех же условиях заключается одинаковое число молекул (Закон Авогадро).

Замечание. Важная роль числа Авогадро для физики атома связана с тем, что оно позволяет определить массу и приблизительные размеры атома или молекулы. Поскольку масса 22,4 л газообразного H_2 составляет $2,016 \cdot 10^{-3}$ кг, масса одного атома водорода равна $1,67 \cdot 10^{-27}$ кг. Если считать, что в твердом теле атомы расположены вплотную друг к другу, то число Авогадро позволит приблизительно оценить радиус r , скажем, атомов алюминия. Для алюминия 1 моль равен 0,027 кг, а плотность – $2,7 \cdot 10^3$ кг/м³. При этом имеем

$$N \frac{4}{3} \pi r^3 2,7 \cdot 10^3 = 0,027,$$

откуда $r = 1,6 \cdot 10^{-10}$ м. Так первые оценки числа Авогадро дали представление об атомных размерах.

Четкие определения понятий атома и молекулы были даны С.Канинциаро в 1858 и приняты в 1860 на съезде химиков в Карлсруэ. В 1833 при исследовании явления электролиза М.Фарадей установил, что ток в растворе электролита это упорядоченное движение заряженных частиц – ионов. Фарадей определил минимальный заряд иона, который был назван элементарным электрическим зарядом. Его приближенное значение $e=1,60 \cdot 10^{-19}$ Кл. Был сделан вывод о существовании внутри атомов электрических зарядов. В 1869 Д.И.Менделеев открыл периодический закон химических элементов. Представления физической атомистики легли в основу развития молекулярной физики, в том числе кинетической теории газов (середина 19 века), в классической статистической физике (вторая половина 19 в., Р.Клаузиус, Дж.Максвелл, Л.Больцман, Дж.У.Гибс. В конце 19 в. начало развиваться учение о внутреннем строении кристаллов и их симметрия (Р.Гаюи, О.Браве, Е.С.Фёдоров, А.Шёнфлис) на основе атомистических представлений. В 19 в. наряду с химическими свойствами атомов были изучены их оптические свойства. Было установлено, что каждый элемент обладает характерным оптическим спектром; был открыт спектральный анализ (немецкие физики Г. Кирхгоф и Р. Бунзен, 1860). Важным свидетельством сложной структуры атомов явились спектроскопические исследования, которые привели к открытию линейчатых спектров атомов. В начале XIX века были открыты дискретные спектральные линии в излучении атомов водорода в видимой части спектра, и впоследствии были установлены математические закономерности, связывающие длины волн этих линий (И.Бальмер, 1885). Открыв закономерности в линейчатых спектрах, Й.Р.Ридберг в 1890 вывел формулу для описания спектральных линий элемента, в которую вошла постоянная Ридберга.

Возникновение современной атомной физики связано с открытиями электрона (1897) и радиоактивности (1896). Они создали основу для построения моделей атома как системы взаимодействия электрически заряженных частиц.

У.Крукс доказал материальную природу катодных лучей и, по существу, предсказал электрон. В 1891 Д.Д.Стони назвал катодные лучи электронами. Крукс сконструировал радиометр – прибор для измерения плотности ионизирующих излучений. Он же впервые связал представления о разновидностях атомов химического элемента с его местом в Периодической системе элементов, наиболее близко подойдя к явлению изотопии. Изучая действие альфа-лучей на сульфид цинка, Крукс в 1904 открыл эффект сцинтилляций и сконструировал сцинтиллятор. Леннард показал, что поглощение катодных лучей различными веществами не зависит от природы вещества, а определяется лишь его плотностью. Это открытие послужило исходным положением для утверждения гипотезы о существовании электрона и электронного строения атомов вещества. Ж.Б.Перрен в 1895 экспериментально доказал, что катодные лучи являются потоком отрицательно заряженных частиц. Изучая броуновское движение, он экспериментально доказал реальность самих молекул. Эти работы позволили с большой точностью вычислить значение числа Авогадро и размеры атома. Явление расщепления спектральных линий в сильном магнитном поле теоретически предсказал А.Лоренц, а открыл П.Зееман в 1896. В 1897 Дж.Дж.Томсон открыл электрон и измерил отношение его заряда к массе. Это открытие позволило ему объяснить природу рентгеновского излучения.

Изучая газовый разряд, 8.11.1895 В.К.Рентген зарегистрировал неизвестное дотоле проникающее излучение (икс-лучи). Позже он сконструировал рентгеновские трубки. Всего 14 дней понадобилось для внедрения лучей Рентгена в практику – столько времени прошло с момента их открытия до первого их открытия до первого применения в хирургической операции. В 1896 А.Ж.Пуанкаре выдвинул гипотезу о том, что икс-лучи Рентгена возникают одновременно с люминесценцией. Попытки учёных экспериментально подтвердить эту гипотезу привели к открытию радиоактивности (А.Беккерель, 1.03.1896). Он установил, что калийуранилсульфат оставляет отчётливый след на фотопластинке, который он первоначально назвал «невидимой флуоресценцией». Беккерель опроверг гипотезу Пуанкаре и доказал, что невидимые лучи могут испускать только соединения урана, или сам уран – урановые лучи, или лучи Беккереля. В 1900 Беккерель впервые измерил отношение заряда бета-частиц к их массе. М.Склодовская –Кюри обнаружила повышенную по сравнению с ураном активность урановых руд, доказала наличие радиоактивности у тория, пришла к выводу о том, что излучение является свойством атома, в 1902 (с П.Кюри) выделила полоний и радий, ввела термин радиоактивность, выделила в чистом виде металлический радий (с А.Дебьерном, 1911) (электролизом водного раствора хлорида радия).

Важнейшим этапом развития атомной физики стало открытие Э.Резерфордом в 1911 атомного ядра и рассмотрение атома на основе квантовых представлений Н.Бором в 1913.

В начале 20-го века были обнаружены две (казалось, не связанные между собой) группы явлений, свидетельствующих о неприменимости механики Ньютона и классической электродинамики к процессам

взаимодействия света с веществом и к процессам, происходящим в атоме. Первая группа связана с установлением на опыте двойственной природой света – дуализме света, вторая – с невозможностью объяснить на основе классических представлений существование устойчивых атомов, а также их оптические спектры. Установление связи между этими группами явлений и попытки их объяснения привели к открытию законов квантовой механики.

Впервые квантовые представления (в том числе величина h) были введены в 1900 М.Планком в работе, посвящённой теории теплового излучения тел. Существующая к тому времени теория теплового излучения, построенная на основе классической электродинамики и статистической физики, приводила к бессмысленному выводу о невозможности термодинамического равновесия между излучением и веществом, т.к. вся энергия должна перейти в излучение.

Планк разрешил это противоречие и получил результаты, прекрасно согласующиеся с опытом, предположив, что свет испускается не непрерывно (как это следовало из классической теории излучения), а определёнными дискретными порциями энергии – квантами. Величина такого кванта пропорциональна частоте света ν и равна $E=h\nu$. Попытки обосновать гипотезу Планка в рамках классической физики оказались безуспешными.

Квант — минимальная единица, на которую может измениться значение физической величины.

Фотон - квант электрического магнитного поля, нейтральная элементарная частица с нулевой массой и спином 1: переносчик электромагнитного взаимодействия между заряженными частицами. Фотон обладает энергией $E = \hbar\nu$ и импульсом $p = \hbar\nu/c$, где h – постоянная Планка, c - скорость света в вакууме, ν - угловая частота соответствующего электромагнитного излучения.

Планка постоянная (квант действия) – основная постоянная квантовой теории. Названа по имени М.Планка. Планка постоянная $h=6,626*10^{-34}$ Дж*с. Часто применяется величина $\hbar=h/2\pi=1,0546*10^{-34}$ Дж*с, также называемая постоянной Планка.

Планка закон излучения – устанавливает распределение энергии в спектре абсолютно чёрного тела (равновесного теплового излучения). Выведен М.Планком в 1900.

От работы Планка можно проследить две взаимосвязанные линии развития, завершившиеся к 1927 окончательной формулировкой квантовой механики в двух её формах. Первая начинается с работы А.Эйнштейна (1905) в которой была дана теория фотоэффекта. Развивая идею Планка, Эйнштейн предположил, что свет не только испускается и поглощается, но распространяется квантами, т.е. что дискретность присуща самому свету: свет состоит из отдельных порций – световых квантов, названных позднее фотонами. Создав фотонную теорию света, Эйнштейн ввёл понятие фотона - кванта электромагнитного поля, гипотеза о квантовом характере светового излучения. Энергия фотона $E=h\nu$. На основании этой гипотезы Эйнштейн объяснил установленные на опыте закономерности фотоэффекта, которые противоречили классической (базирующиеся на классической электродинамике) теории света. В том же году Эйнштейн сформулировал закон взаимосвязи массы и энергии. В 1906 М.Планк получил выражение для энергии и импульса электрона, а Т.Лайман – открыл спектральную серию атома водорода. В 1907 А. Эйнштейн разработал первую квантовую теорию теплоёмкости твёрдых тел. В 1908 было проведено улучшение предложенных в 1888 И.Ридбергом приближенных формул для частот спектральных серий; установление одного из основных принципов систематики атомных спектров – комбинационный принцип (принцип Ридберга – Ритца) (В.Ритц) и обнаружена спектральная серия атома водорода в инфракрасной области (серия Ф.Пашена). 1911 ознаменовался разработкой модели атома, в которой впервые связан квантовый характер излучения со структурой атома (А.Гааз), открытием атомного ядра и созданием планетарной модели строения атома (Э.Резерфорд), обнаружением, что постоянная Планка имеет размерность механического действия и предложил произвести квантование действия в ряде задач (А.Зоммерфельд), постулирование кванта магнитного момента – магнетона (П.Вейс). Независимо от П.Вейсса магнетон предсказал П.Ланжевэн и вычислил его величину. В 1912 – состоялась проверка уравнения Эйнштейна для фотоэффекта и вычисление из него постоянной Планка (Р.Милликен). Формулировка основного закона фотохимии (закон А.Эйнштейна). В 1913 состоялось открытие явления расщепления спектральных линий в электрическом поле; применение идеи квантования энергии к теории планетарного атома, формулировка трех квантовых постулатов, характеризующих особенности движения электронов в атоме; первая квантовая теория атома водорода; введение главного квантового числа; условие существования стационарных состояний атома; условие частот излучения (Н.Бор). Была предложена теория магнитных спектров, заложены основы магнитной спектроскопии (В.К.Аркадьев) и получено экспериментальное доказательство существования дискретных уровней энергии атомов (опыты Дж. Франка – Г.Герца). В 1914 - объяснено возникновение рентгеновских спектров излучения, исходя из представлений об электронных оболочках атома, которые создают вокруг ядра последовательные слои (В.Коссель). Формула

для уровней энергии атома (Н.Бор). В 1915 проведено усовершенствование теории атома Бора, распространение ее с просто периодических на случай многократно периодических систем; разработка квантовой теории эллиптических орбит (теория Бора – Зоммерфельда); введено радиальное и азимутальное квантовые числа (А.Зоммерфельд), построена теория тонкой структуры водородного спектра (А.Зоммерфельд), разработана теория химической связи в органических соединениях и введена гипотеза валентных электронов. В 1916 – предложена статистическая электронная теория строения атомов и молекул (В.Коссель, Г.Льюис), завершено построение квантовой теории эффекта Зеемана (А. Зоммерфельд, П.Дебай), объяснено на базе теории атома Бора химических взаимодействий, в том числе - гетерополярных молекул (В.Коссель), проведено доказательство квантования компоненты момента количества движения в направлении поля, введено понятие магнитного квантового числа (П.Дебай и А.Зоммерфельд) и создана общая квантовая теория многократно периодических систем (П.С.Эпштейн, К. Шварцшильд). В 1918 дана формулировка принципа соответствия (Н.Бор). В 1919 предложен спектроскопический закон смещения (В.Коссель, А.Зоммерфельд), введено внутреннее квантовое число и основанные на нем правил отбора для дублетных и триплетных спектров (А.Зоммерфельд). В 1921 установлена связь периодичности химических и спектральных свойств атомов с характером формирования электронных конфигураций по мере роста заряда ядра (Н.Бор), построена теории аномального эффекта Зеемана (А.Ланде). В 1922 осуществлено согласование корпускулярных и волновых свойств излучений в рамках единой теории – корпускулярно-волновой дуализм, идея дифракции электрона (Л. Де Бройль), разработана систематика сложных спектров (А.Ланде, Ф.Хундом, Г.Рассел), открыто явление холодной электронной эмиссии при воздействии сильного электрического поля (Дж. Лилиенфельд). Объяснение этого явления на основе электронного туннелирования дали в 1928 Р.Фаулер и Л.Нордгейм). В том же году введено понятие мультиплетов (М.Каталан), экспериментально доказано, что магнитный момент электрона в атоме приобретает лишь дискретные значения (пространственное квантование); предложены первые экспериментальные методы измерения атомных и молекулярных моментов (О.Штерн и В.Горлах), открыта спектральная серия атома водорода в инфракрасной области (серия Ф.Брэкетта). В 1923 предложен принцип запрета Паули - один из важнейших принципов современной теоретической физики (В. Паули), введён магнитный момент ядер, объяснена сверхтонкая структура спектральных линий в рамках гипотезы ядерного спина (В.Паули).

Доказательство корпускулярного характера света было получено в 1922 А.Комптоном, показавшим экспериментально, что при рассеянии рентгеновских лучей свободными электронами происходит изменение их частоты в соответствии с законами упругого столкновения двух частиц – фотона и электрона (эффект Комптона). Кинематика столкновения определяется законами сохранения энергии и импульса, причём фотону наряду с энергией следует приписать импульс $p=h/\lambda=h\nu/c$ (где λ - длина световой волны). Энергия и импульс фотона связаны соотношением $E=cp$, справедливым в релятивистской механике для частицы с нулевой массой покоя. Таким образом, было доказано, что наряду с известными волновыми свойствами (проявляющимися в интерференции, дифракции и поляризации) свет обладает и корпускулярными свойствами. В этом состоит дуализм света, его корпускулярно-волновая природа. Дуализм содержится уже в формуле $E=h\nu$, не позволяющей выбрать какую-либо одну из двух концепций: энергия E характеризует частицу, а частота ν является характеристикой волны. Возникло формальное логическое противоречие: для объяснения одних явлений необходимо считать, что свет имеет волновую природу, а для объяснения других – корпускулярную.

В 1924 Л. Де Бройль, пытаясь найти объяснение постулированным в 1913 Н.Бором условиям квантования атомных орбит, выдвинул гипотезу о всеобщности корпускулярно-волнового дуализма. Согласно де Бройлю, каждой частице, независимо от её природы, следует поставить в соответствие волну, длина которой λ связана с импульсом частицы p соотношением $\lambda=h/p$. По этой гипотезе не только фотоны, но и все «обыкновенные частицы» (электроны, протоны и др.) обладают волновыми свойствами, которые, в частности, должны проявляться в дифракции частиц. В 1927 К.Дэвиссон и Л.Джермер впервые наблюдали дифракцию электронов. Позднее волновые свойства были обнаружены и у других частиц - справедливость формулы де Бройля была подтверждена экспериментально. В 1926 Э.Шредингер предложил уравнение, описывающее поведение таких «волн» во внешних силовых полях. А М.Борн дал им статистическую вероятностную интерпретацию. Так возникла волновая механика. Волновое уравнение Шредингера является основным уравнением нерелятивистской квантовой механики. В 1928 П.Дирак сформулировал релятивистское уравнение, описывающее движение электрона во внешнем силовом поле (уравнение Дирака).

Вторая линия развития (также являющаяся обобщением гипотезы Планка) начинается с работы Эйнштейна (1907), посвящённой теории теплоёмкости твёрдых тел. Электромагнитное излучение, представляющее собой набор электромагнитных волн различных частот, динамически эквивалентно

возбуждению или, напротив, переходу в основное (невозбуждённое) состояние соответствующих осцилляторов. Тот факт, что испускание и поглощение электромагнитного излучения веществом происходит квантами энергией $h\nu$, можно выразить так: осциллятор поля не может обладать произвольной энергией, он может иметь только определённые дискретные уровни энергии, расстояние между которыми равно $h\nu$. Эйнштейн обобщил идею квантования энергии осциллятора электромагнитного поля на осциллятор произвольной природы. Поскольку тепловое движение твёрдых тел сводится к колебаниям атомов, то и твёрдое тело динамически эквивалентно набору осцилляторов. Энергия таких осцилляторов тоже квантована, т.е. разность соседних уровней энергии должна равняться $h\nu$, где ν - частота колебаний атомов. Теория Эйнштейна, уточнённая П.Дебаем, М.Борном и Т.Карманом, сыграла выдающуюся роль в развитии теории твёрдых тел.

В 1913 Бор применил идею квантования энергии к планетарной модели строения атома, которая вытекала из результатов опытов Э.Резерфорда (1911). Согласно этой модели в центре атома находится положительно заряженное ядро, в котором сосредоточена почти вся масса атома: вокруг ядра вращаются по орбитам отрицательно заряженные электроны. Рассмотрение такого движения на основе классических представлений приводило к парадоксальному результату – невозможности существования стабильных атомов. Действительно, согласно классической электродинамике, электрон не может устойчиво двигаться по орбите, поскольку вращающийся электрический заряд должен излучать электромагнитные волны и, следовательно, терять энергию; радиус его орбиты должен непрерывно уменьшаться, и за время 10^{-11} с электрон должен упасть на ядро. Это означало, что законы классической физики неприменимы к движению электронов в атоме, т.к. атомы не только существуют, но и весьма устойчивы. Кроме того, движущийся с ускорением и излучающий электрон изменяет частоту вращения вокруг ядра, и, следовательно, должна непрерывно изменяться частота испускаемого излучения. Оптические атомные спектры должны быть непрерывными, тогда как на самом деле они линейчатые (дискретные), причём закономерности в них подчиняются комбинационному принципу Ритца.

Для объяснения устойчивости атомов Бор предположил, что излучение электрона в атоме подчиняется квантовым законам, т.е. происходит дискретными порциями. Он постулировал, что из всех орбит, допускаемых ньютоновской механикой для движения электрона в электрическом поле атомного ядра, реально осуществляются лишь те, которые удовлетворяют определённым условиям квантования, требующим (как показал позже А.Зоммерфельд), чтобы величина действия для классической орбиты была целым кратным постоянной Планка h . Такие орбиты были названы стационарными. Им отвечают определённые уровни энергии.

Далее Бор постулировал, что при движении по стационарным орбитам электрон не испускает световых волн. Излучение происходит лишь при переходе электрона с одной стационарной орбиты на другую, т.е. с одного уровня энергии E_i на другой, с меньшей энергией, E_k , и при этом рождается квант света с энергией $h\nu = E_i - E_k$. Так возникает линейчатый спектр атома. Исходя из этих постулатов, Бор получил правильную формулу для частот спектральных линий атома водорода (и водородоподобных атомов), охватывающую совокупность открытых ранее эмпирических формул. При этом численное значение постоянной Ридберга, которое Бор выразил через фундаментальные константы m , e , h (m и e – масса и заряд электрона), оказалось в прекрасном согласии с её значением, измеренным на опыте. Размеры атома в теории Бора также выражались через фундаментальные константы: радиус нижней боровской орбиты $a = h^2 / me^2 \approx 0,5 \cdot 10^{-8}$ см совпадал с экспериментальными оценками размеров атома.

Таким образом, Бор, используя квантовую постоянную h , отражающую дуализм света, показал, что эта величина определяет также и движение электронов в атоме. Впоследствии стало ясно, что этот вывод – одно из следствий универсальности корпускулярно-волнового дуализма. Существование дискретных уровней энергии в атомах было непосредственно установлено опытами Франка-Герца.

Рассмотрение, согласно модельной теории атома Бора, движения электронов в стационарных состояниях по законам классической механики при дополнительных условиях квантования позволило самому Бору, А.Зоммерфельду и др. учёным объяснить закономерности в оптических и рентгеновских спектрах и дать физическое истолкование периодического закона элементов.

Успех теории Бора был достигнут за счёт нарушения логической ценности классической теории: с одной стороны использовалась ньютоновская механика, с другой, - привлекались чуждые ей искусственные правила квантования. Кроме того, теория Бора оказалась не в состоянии объяснить движение электронов в сложных атомах (даже в атоме гелия), возникновение химической связи между атомами, приводящей к образованию молекул, и др. «Полуклассическая» теория Бора не могла также ответить на вопрос, как движется электрон при переходе с одного уровня энергии на другой.

Дальнейшая разработка вопросов теории атома привела к утверждению, что движение электрона в атоме нельзя описывать в терминах (понятиях) классической механики (как движение по определённой траектории, или орбите), что вопрос о движении электрона между стационарными орбитами несовместим с характером законов, определяющих поведение электронов в атоме, и что необходима новая теория, в которую входили бы только величины, относящиеся к начальному и конечному стационарным состояниям атома. В 1925 В.Гейзенберг построил такую формальную схему, в которой вместо координат фигурировали некие абстрактные алгебраические величины – матрицы: связь матриц с наблюдаемыми величинами (уровнями энергии и интенсивностями квантовых переходов) давалась простыми непротиворечивыми правилами. Работа Гейзенберга была развита Борном и П.Йорданом. Так возникла матричная механика. Вскоре после появления уравнения Шрёдингера была показана эквивалентность волновой (основанной на уравнении Шрёдингера) и матричной механики.

Большую роль в создании квантовой механики сыграли работы Дирака, выявившего важнейшую роль принципа суперпозиции состояний. Окончательное формирование квантовой механики как последовательной теории с ясными физическими основами произошло после работы Гейзенберга (1927), в которой было сформулировано соотношение неопределённостей – важнейшее соотношение, освещающее физический смысл уравнений квантовой механики, её связь с классической механикой и ряд других принципиальных вопросов.

Детальный анализ спектров атомов привёл к представлению (введённому Дж.Уленбеком и С.Гаудсмитом и развитому Паули) о том, что электрону кроме заряда и массы должна быть приписана ещё одна внутренняя характеристика – спин. Важную роль сыграл открытый Паули принцип запрета, имеющий фундаментальное значение в теории атомов, молекул, ядер, твёрдых тел.

В течение короткого времени квантовая механика была с успехом применена для описания широкого круга явлений. Были созданы теории атомных спектров, строения молекул, химической связи, периодической системы элементов, металлической проводимости и ферромагнетизма. Дальнейшее развитие квантовой теории связано с релятивистской квантовой механикой. Нерелятивистская квантовая механика развивалась в основном в направлении охвата разнообразных конкретных задач физики атомов, молекул, твёрдых тел, а также совершенствования математического аппарата и разработки количественных методов решения различных задач. Вместе с тем не прекращалась разработка и принципиальных проблем квантовой механики, в частности Р.Фейнманом была предложена новая формулировка квантовой механики в виде интегралов по траекториям.

1927 - Матрицы для описания спина электрона (спиновые матрицы В.Паули). Введение понятия упаковочного коэффициента и построение первой кривой зависимости упаковочных коэффициентов от массовых чисел, характеризующей энергию связи атомных ядер (Ф.Астон). Теория валентных связей, положившей начало квантовой химии (Ф.Лондон, В.Гайтлер). Применение вариационного метода в квантовой механике для расчета нормального состояния гелия (получения энергетических уровней атома) (Кельнер). Концепция волны-пилота с целью интерпретации квантовой механики (Л. де Бройль). Схема описания и расчета основного состояния многоэлектронных атомов (модель атома Л.Томаса – Э.Ферми). Теория строения двухатомных молекул (М.Борн, Р.Оппенгеймер). Индетерминистская концепция элементарных процессов, т.е. копенгагенская интерпретация квантовой механики (Н.Бор, В.Гейзенберг, Э.Шрёдингер, М.Борн, В.Паули, П.Дирак). Сформулирован принцип дополнительности (Н.Бор). Открытие дифракции электронов (К.Дэвиссон, Л.Джермер, Дж. П.Томсон). Зависимость квантового выхода люминесценции от длины волны возбуждающего излучения (закон С.И.Вавилова). Открытие зеркальной симметрии и формулировка закона сохранения четности; введение представления о четности волновой функции (Ю.Вигнер). Применение принципов квантовой теории к максвелловскому полю и получение первой модели квантованного поля (П.Дирак). Разработка метода вторичного квантования (П.Дирак, В.А.Фок) Парамагнетизм электронного газа (парамагнетизм В.Паули). Создание квантовой теории излучения, предсказание тождественности квантов вынужденного и первичного излучений, лежащей в основе квантовой электроники (П.Дирак). Установление двух эмпирических правил, которые определяют последовательность расположения атомных уровней в мультиплетах (правила Ф.Хунда). Первое использование в квантовой механике теории групп; построение аппарата, эквивалентного волновой механике в конфигурационном пространстве с антисимметричными волновыми функциями. (Ю.Вигнер).

Можно выделить следующие события в развитии атомной физики и квантовой механики.

1928 - Первая квантовая теория металлов (А.Зоммерфельд). Метод решения задач квантовой механики многих тел – метод самосогласованного поля (метод Дж.Хартри – В.А.Фока). Объяснение сверхтонкой структуры спектров (В.Паули). Открытие сверхтонкой структуры спектральных линий атомных спектров (А.Н.Теренин, Л.Н.Добрецов, Г.Шюллер). Открытие обменного взаимодействия (П.Дирак и В.Гейзенберг).

Соединение квантовой механики с теорией относительности и установление квантовомеханического уравнения, описывающего релятивистский электрон; создание релятивистской квантовой механики (П.Дирак). Построение квантовой теории оптической активности паров (Л.Розенфельд). Разработка Ф.Блохом и Л.Бриллюэном основ зонной теории твердых тел (Ф.Блох, Л.Бриллюэн). Теория движения отдельных электронов в кристаллической решетке (Ф.Блох и Р.Пайерлс). Метод линейной комбинации атомных орбит; приближение сильной связи (Ф.Блох). Квантование электронного поля (Ю.Вигнер).

1929 - Первая попытка формулировки квантовой электродинамики - ввод общей схемы квантования полей (В.Гейзенберг, В.Паули). Первая количественная теория взаимодействия ядерного магнитного момента с электронной оболочкой (Э.Ферми, Харгрэвс). Попытка построения квантовой электродинамики (подход, отличный от схемы В.Гейзенберга и В.Паули), на основе канонических правил квантования поля (Э.Ферми). Детерминанты Дж.Слэтера. Открытие дифракции атомов и молекул (О.Штерн). Теория кристаллического поля (Х.Бете). Создание квантовой теории эффекта Комптона; уравнение, описывающее рассеяние электронов в этом эффекте (уравнение О.Клейна – И.Нишины).

1930 Введение спиновых волн (Ф.Блох). Квантовая теория рассеяния света в кристаллах (И.Е.Тамм). Предсказание существования элементарных магнитных зарядов – монополей (П.Дирак). Теоретическое предсказание диамагнетизма электронов в металлах (диамагнетизм Л.Д.Ландау). Точное измерение времени жизни возбужденных атомов (для He⁺).

1932 - Методы описания систем с переменным количеством частиц (метод пространства В.А.Фока и метод функционалов Фока). Введение понятия изотонического спина как формального математического приема (В.Гейзенберг). Введение основных соотношений метода вторичного квантования и развитие метода конфигурационного пространства для систем с переменным числом частиц (В.А.Фок). Доказательство эквивалентности электродинамики Дирака и Гейзенберга – Паули (Л.Розенфельд). Открытие симметрии относительно обращения времени -закон сохранения временной четности (Ю. Вигнер). Новая форма релятивистской квантовой механики (П.Дирак). Разработка многовременного формализма, представляющего собой релятивистски инвариантную форму современной квантовой электродинамики (В.А.Фок, П.Дирак, Б.Подольский).

1933 - Разработка метода молекулярных орбиталей (Р.Милликен).

1936 - Идея квантового числа, соответствующего полному изотоническому спину (Б.Кассен, Э.Кондон). Запись уравнения для частиц со спином 1 и $m_0 \neq 0$ – уравнение А.Прока.

1937 - Формулировка теоремы условий устойчивости симметричных конфигураций молекул (теорема Г.Яна – Э.Теллера).

1940 - Доказательство теоремы о связи статистики и спина: система одинаковых частиц с полуцелым спином описывается антисимметричной волновой функцией (статистика Ферми – Дирака), а с целым спином – симметричной волновой функцией (статистика Бозе – Эйнштейна) (В.Паули).

1941 - Связь закона сохранения электрического заряда с инвариантностью относительно калибровочных преобразований (В.Паули).

1943 - Введение В.Гейзенбергом понятия матрицы рассеяния, или S-матрицы (впервые S-матрицу предложил в 1937 Дж. Уилер).

1945 - Предсказание переходного излучения (В.Л.Гинзбург, И.М.Франк, открыто в 1958).

- Приближенный метод в квантовой теории поля (метод И.Е.Тамма – С.М.Данкова).

1947 - Принцип перенормировки массы (Х. Крамере). Метод приближенного вторичного квантования (Н.Н.Боголюбов).

1948 - Завершение создания квантовой электродинамики (С.Томонага, Р.Фейнман, Ю.Швингер).

1949 - Метод перенормировок в квантовой электродинамике.

1951 - Полный анализ перенормировки в квантовой электродинамике (А.Салам).

1970 - Выдвинута гипотеза о существовании нового квантового числа очарования, или суперзаряда.

Представления об атоме имеют важное мировоззренческое значение. "Устойчивость" атома объясняет устойчивость различных видов вещества, непревратимость химических элементов в естественных условиях, например при обычных на Земле температурах и давлениях. "Пластичность" же атома, изменение его свойств и состояний при изменении внешних условий, в которых он существует, объясняет возможность образования более сложных систем, качественно своеобразных, их способность приобретать различные формы внутренней организации. Так находит разрешение то противоречие между идеей о неизменных атомах и качественным многообразием веществ, которое существовало и в древности, и в новое время и служило основанием для критики **атомизма**.

2. ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА

Под атомом понимают наименьшую часть химического элемента, способную к самостоятельному существованию и являющуюся носителем его свойств.

Каждому элементу соответствует определённый род атомов, обозначаемый химическим символом этого элемента (например, атом водорода H, атом железа Fe, радона Rn). Атомы могут существовать как в свободном состоянии, в газе, так и в связанном. Соединяясь химически с атомами того же элемента или атомами других элементов, они образуют более сложные микрочастицы - молекулы, всё огромное многообразие химических соединений обусловлено различными сочетаниями атомов в молекулах. Связываясь друг с другом непосредственно или в составе молекул, атомы образуют жидкости и твёрдые тела.

В лекции мы будем рассматривать свободные атомы.

Физические и химические свойства свободного атома определяются либо свойствами ядра, либо со свойствами электронных оболочек атома. Строение последних определяет химические и большинство физических свойств атома, а также периодичность этих свойств в зависимости от основной характеристики атома в целом – величины положительного заряда его ядра. Химические свойства атомов определяются в основном числом электронов во внешней оболочке: соединяясь химически, атомы образуют молекулы.

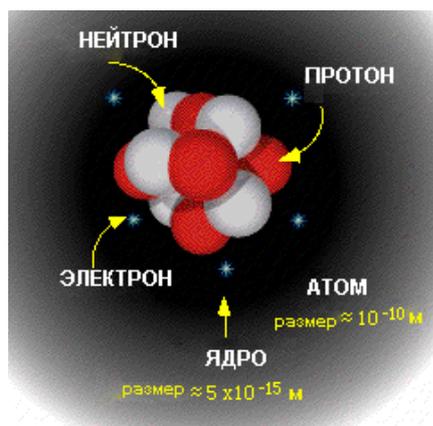


Рис. 1. Традиционное для популярной литературы изображение ядра и атома (На самом деле нейтронов и протонов, как самостоятельных сущностей в ядре нет. Кроме того, рисунок совершенно неверно отражает размеры атома и ядра).

Молекула – наименьшая частица вещества, которая способна существовать самостоятельно и не может дробиться дальше без потери основных химических свойств данного вещества.

Атом (от греч. *atomos* – неделимый) – мельчайшая частица химического элемента, сохраняющая его свойства.

Атом состоит из тяжёлого ядра, обладающего положительным электрическим зарядом, и окружающих его лёгких электронов с отрицательными электрическими зарядами, образующих электронные оболочки атома. Принадлежность атома данному элементу определяется величиной заряда – Ze (e – величина элементарного электрического заряда, Z – атомный номер).

Число электронов в нейтральном атоме равно Z , их общий отрицательный заряд равен Ze . Теряя электроны, нейтральный атом превращается в ионизированный атом – положительно заряженный ион, а после присоединения одного или нескольких электронов – в отрицательный ион. Число электронов, которое атом потерял (присоединил), определяет кратность иона. Нейтральный атом обозначают символом элемента, для ионов к символу атома добавляют индексы справа сверху, например O^{2-} - двухкратный отрицательный ион кислорода.

2.1 Размеры атома

Размеры атома определяются размерами его электронной оболочки, не имеющей строго определённых границ, поэтому значения радиуса и объёма атома зависят от способа их экспериментального определения (значения радиусов атомов весьма разнообразны). Размеры атома в целом определяются размерами его электронной оболочки и велики по сравнению с размерами ядра атома. Размеры атома могут быть получены из определения постоянной b в уравнении Ван-дер-Ваальса, средней длины свободного пробега в газе, из расстояния между атомами в кристаллической решётке (по данным рентгено-структурного анализа) или другими способами.

Табл. 1. Характерные порядки размеров в атоме.

	Линейные размеры	Площадь*	Объём
Атом	10^{-8} см	10^{-16} см ²	10^{-24} см ³
Ядро	10^{-12} см	10^{-24} см ²	10^{-36} см ³
Отношение	10^4	10^8	10^{12}

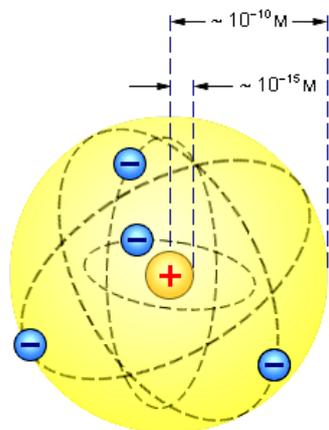
* Поперечное сечение.

В теории атома Бора радиус простейшего атома – атома водорода равен радиусу наименьшей возможной круговой орбиты: $a \approx 0,53 \cdot 10^{-8}$ см. Эта величина оказывается удобной естественной единицей для измерения линейных размеров.

Согласно простейшей модели (Э.Резерфорд, 1911), атом представляет собой центральное положительно заряженное ядро очень малых размеров ($\sim 10^{-12}$ см) с распределёнными вокруг него на больших расстояниях ($\sim 10^{-8}$) электронами.

2.2 Масса атома

Масса атома определяется основной массой его ядра и возрастает пропорционально массовому числу атома, т.е. общему числу протонов и нейтронов – числу нуклонов в ядре (ядро содержит Z протонов и $A-Z$ нейтронов). Масса электрона ($0,91 \cdot 10^{-27}$ г) примерно в 1840 раз меньше протона или нейтрона, поэтому центр тяжести атома практически совпадает с ядром и можно приближённо считать, что в системе координат, связанной с атомом движутся только электроны, а ядро покоится. Учёт движения ядра относительно общего



центра тяжести ядра и электронов приводит в теории атома лишь к малым поправкам.

Рис. 2. Модель атома Резерфорда

Обычно массу атома, M , выражают в атомных единицах (относительная масса).

Массу атома обычно выражают в атомных единицах. Атомная единица массы (а.е.м.) – единица массы, применяемая для выражения масс микрочастиц. За 1 а.е.м. принята 1/12 часть массы атома углерода с массовым числом 12 (т.н. углеродная шкала). $1 \text{ а.е.м.} = 1,6605655 \cdot 10^{-27} \text{ кг}$. За атомную массу элемента, состоящего из смеси изотопов, принимают среднее значение атомной массы изотопов с учетом их процентного содержания. Значения атомной массы указаны в

периодической системе (кроме трансурановых элементов, для которых указываются массовые числа).

Для перевода значений масс m частиц, выраженных в а.е.м., в единицу массы СИ (кг) пользуются формулой

$$m(\text{кг}) = \frac{m(\text{а.е.м.})}{N_A} \quad (\text{моль}^{-1}), \text{ где } m \text{ (а.е.м.) – масса частицы в килоатомных единицах, } N_A \text{ – число Авогадро.}$$

Атомная единица массы (обозначение **а. е. м.**), она же **дальтон**, — внесистемная единица массы, применяемая для масс молекул, атомов, атомных ядер и элементарных частиц. Атомная единица массы выражается через массу нуклида углерода ^{12}C и равна 1/12 массы этого нуклида. Рекомендована к применению ИЮПАП в 1960 и ИЮПАК в 1961. Официально рекомендованными являются англоязычные термины *atomic mass unit (a.m.u.)* и более точный — *unified atomic mass unit (u.a.m.u.)* (универсальная атомная единица массы, но в русскоязычных научных и технических источниках он употребляется реже). В 1997 во 2-ом издании справочника терминов ИЮПАК установлено численное значение а. е. м.:

$$1 \text{ а. е. м.} \approx 1,660\,540\,2(10) \cdot 10^{-27} \text{ кг} = 1,660\,540\,2(10) \cdot 10^{-24} \text{ г.}$$

С другой стороны, 1 а. е. м. - величина, обратная числу Авогадро, то есть $1/N_A$. Такой выбор атомной единицы массы удобен тем, что молярная масса данного элемента, выраженная в граммах на моль, в точности совпадает с массой этого элемента, выраженной в а. е. м. Поскольку массы элементарных частиц обычно выражаются в электронвольтах, важным является переводной коэффициент между эВ и а. е. м.: $1 \text{ а. е. м.} \approx 0,931\,494\,028(23) \text{ ГэВ}/c^2$; $1 \text{ ГэВ}/c^2 \approx 1,073\,544\,188(27) \text{ а. е. м.}$ Здесь c - скорость света.

Рекомендованное Комитетом по данным для науки и техники значение а. е. м. на 2006 год:

$$1 \text{ а. е. м.} \approx 1,660538782983 \cdot 10^{-27} \text{ кг}$$

Масса атома приближённо равна массовому числу A и изменяется от $1,67 \cdot 10^{-24}$ г для самого лёгкого атома водорода (основного изотопа: $Z = 1, A = 1$) до примерно $4 \cdot 10^{-22}$ г для самых тяжёлых атомов трансурановых элементов ($Z = 100, A = 250$).

Наиболее точные значения M получают методами масс-спектропии. Масса атома не равна в точности сумме масс нуклонов и электронов, а меньше её на величину, обусловленную энергией их взаимодействия (дефект масс $\Delta M = W/c^2$, где W — энергия образования А. из ядра и электронов, а c - скорость света.). Эта поправка растёт с увеличением Z , но она мала - порядка массы одного электрона m_e для тяжёлых атомов, а для лёгких атомов пренебрежимо мала (порядка 10^{-4} массы электрона).

Атом характеризуется полной энергией, выделяющейся при его образовании из ядра и электронов, - т.е. энергией связи, равной сумме энергий, необходимых для последовательного отрыва от ядра всех Z электронов. Полная энергия быстро возрастает с увеличением Z . Для тяжёлых атомов она составляет несколько сотен кэВ (например, для атома урана она ≈ 400 кэВ).

Атомы данного элемента могут отличаться массой ядра (число протонов Z постоянно, число нейтронов $A-Z$ может меняться); такие разновидности А. одного и того же элемента называются изотопами. Различие массы ядра почти не сказывается на строении их электронных оболочек, зависящем от заряда ядра Z . Химические и большинство физических свойств (оптические, электрические, магнитные), определяемые строением электронных оболочек, одинаковы или очень близки для всех изотопов данного элемента.

Наибольшие отличия в свойствах (изотонические эффекты) получаются для изотопов водорода ($Z = 1$) из-за большой разницы в массах обычного лёгкого А. водорода ($A = 1$), А. дейтерия ($A = 2$) и А. трития ($A = 3$).

2.3 Заряд ядра атома

Заряд ядра - основная характеристика атома, обуславливающая его принадлежность определённому элементу. Заряд ядра всегда является целым кратным элементарного положительного электрического заряда e , равного по абсолютному значению заряду электрона $-e$. Заряд ядра равен $+Ze$, где Z - порядковый номер (атомный номер). $Z = 1, 2, 3, 4, \dots$ для атомов последовательных элементов в периодической системе элементов, т. е. для атомов H, He, Li, Be. В нейтральном атоме ядро с зарядом $+Ze$ удерживает Z электронов с общим зарядом $-Ze$ и полный заряд атома равен нулю; в положительном ионе - атоме, потерявшем k электронов (ионизованном атоме), остаётся $Z-k$ электронов ($k = 1, 2, 3, \dots$ - кратность ионизации) и его заряд равен $+ke$, в отрицательном ионе $-A.$, присоединившем k электронов,- содержится $Z + k$ электронов, и его заряд равен $-ke$. Для положительного иона максимальное значение $k = Z$ (такой ион потерял все свои электроны и состоит из «голового» ядра); для отрицательного свободного иона $k = 1$, для связанных атомов возможно образование отрицательных ионов с $k > 1$ (в растворах, комплексных соединениях и ионных кристаллов). Говоря об атомах определённого элемента, подразумевают как нейтральные атомы, так и ионы этого элемента. Но иногда под атомом понимают нейтральный атом, в противоположность ионам. Положительные и отрицательные ионы при написании отличают от нейтрального атома индексом k^+ и k^- , например O обозначает нейтральный атом кислорода ($Z = 8$), O^+ , O^{2+} (или O^{++}), O^{3+}, \dots, O^{8+} — его положительные ионы, O^- , O^{2-} (или O^{-} - его отрицательные ионы. Совокупность нейтрального атома и ионов других элементов с тем же числом электронов образует изoeлектронный ряд. Простейший такой ряд начинается с атома водорода: H, He⁺, Li²⁺, Be³⁺, ...; члены этого ряда состоят из ядра и одного электрона.

Порядок значений зарядов ядер различных атомов был определён Э. Резерфордом в его первоначальных опытах по рассеянию альфа-частиц (1911). Значения Z были надёжно установлены английским физиком Г. Мозли (1913-14) на основе изучения рентгеновских спектров последовательных элементов в периодической системе. Кратность заряда ядра атома. элементарному заряду e получила объяснение, исходя из представлений о строении ядра: Z равно числу протонов в ядре, протон имеет заряд $+e$, и полный заряд ядра равен сумме зарядов всех Z протонов, т. е. $+Ze$.

2.4 Внутренняя энергия атома

Внутренняя энергия атома – его основная характеристика. Атом является квантовой системой, его внутренняя энергия квантуется – принимает дискретный (прерывный) ряд значений, соответствующих устойчивым, стационарным состояниям атома, промежуточные значения эта энергия принимать не может. Энергия изменяется только скачкообразно путем квантового перехода.

Замечание. Если говорить точнее, то волновые свойства электрона, не позволяют ему иметь одну строго определенную энергию: энергия орбитального электрона всегда «размыта» в некотором диапазоне, так что энергетический уровень имеет конкретную ширину, всегда отличную от нуля. Важно, что ширина энергетического уровня зависит от типа химического соединения, в которое входит атом. Следует также помнить, что волновая функция любого электрона атома проходит через ядро. Поэтому атомные свойства сказываются на ядерных, а ядерные – на атомных.

Поглощая определенную порцию энергии, атом переходит в возбужденное состояние (на более высокий уровень энергии). Из возбужденного состояния атом, испуская фотон, может перейти в состояние с меньшей энергией (на более низкий уровень энергии). Уровень соответствующий минимальной энергии атома называется основным, остальные – возбужденными. Квантовые переходы обуславливают атомные спектры поглощения и испускания, индивидуальные для атомов всех химических элементов. Введение квантовых чисел для атомных электронов позволило адекватно интерпретировать обычную и тонкую структуру оптических спектров. Объяснение **сверхтонкой** структуры оптического спектра можно получить только с учетом свойств атомного ядра.

Уровни энергии – возможные значения энергии квантовых систем (атомов, молекул, кристаллов атомных ядер и т.д., состоящих из микрочастиц и подчиняющихся законам квантовой механики. Внутренняя энергия квантовых систем может принимать только определённые дискретные значения: $E_0, E_1, E_2, \dots, (E_0 < E_1 < E_2 \dots)$, соответствующие устойчивым (стационарным) состояниям системы. Совокупность уровней энергии образует энергетический спектр системы – непрерывный, дискретный или смешанный.

Атомные спектры – оптические спектры свободных или слабо связанных атомов (одноатомных газов, паров), возникающие при излучательных квантовых переходах. Атомные спектры – линейчатые, состоят из отдельных спектральных линий, которые характеризуются определенной длиной волны и для простых атомов группируются в спектральные серии. Содержат информацию о строении атомов.

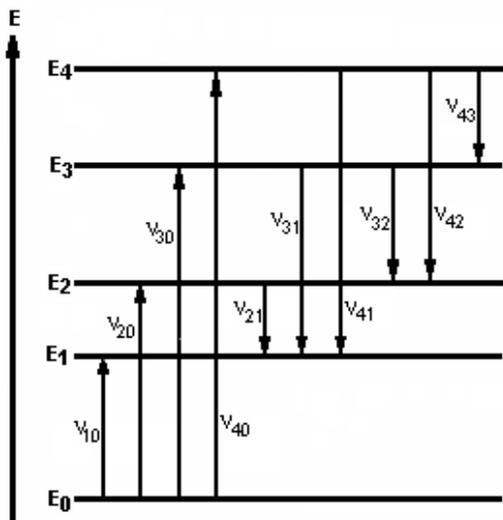
Спектральные линии – линии в спектрах электромагнитных излучений атомов, молекул и др. квантовых систем. Излучение, соответствующее данной спектральной линии характеризуется определённой длиной волны (*и, следовательно, частотой*). Каждая спектральная линия отвечает определённому квантовому переходу. В соответствии с направлением перехода различают спектральные линии поглощения и испускания.

Квантовые переходы – скачкообразные переходы квантовой системы (атома, молекулы, атомного ядра, кристалла) из основного возможного состояния в другое.

Квантовые числа – целые или дробные числа, определяющие возможные дискретные значения физических величин, характеризующих квантовые системы (атомное ядро, атом, молекулу и др.) и отдельные элементарные частицы.

Графически эти состояния можно изобразить по аналогии с потенциальной энергией тела, поднятого на различные высоты (уровни), в виде диаграммы уровней энергии (**Рис. 3**. Каждому значению энергии соответствует горизонтальная линия, проведённая (в определённом масштабе) на высоте E_i ($i=0, 1, 2, \dots$). Совокупность уровней энергии рассматриваемой квантовой системы образует её энергетический спектр. Нижний уровень E_0 , соответствующий наименьшей возможной энергии системы, называется основным, все остальные – E_1, E_2, \dots - возбуждёнными, т.к. для перехода из них необходимо возбудить систему – сообщить ей энергию.

Квантовые переходы между уровнями энергии обозначают на диаграммах вертикальными (или наклонными) прямыми, соединяющие соответствующие пары уровней энергии. На **Рис. 3** показаны излучательные переходы с частотами ν_{ij} , удовлетворяющие условию частот: $h\nu_{ik}=E_i-E_k$; безызлучательные переходы часто обозначаются волнистыми линиями. Направление перехода указывают стрелкой: стрелка, направленная вниз, соответствует процессу испускания фотона, стрелка в обратном направлении – процессу поглощения фотона с энергией $h\nu_{ik}$. Дискретному энергетическому спектру соответствуют дискретные спектры поглощения и испускания.



Важной характеристикой уровней энергии являются их ширины (Γ), связанные с временем жизни (τ) квантовой системы на уровне: $\Gamma=1/\tau$. Уровень энергии тем уже, чем больше время жизни, в согласии с соотношением неопределённостей для энергии и времени. **Замечание.** В оптической спектроскопии часто употребляют термин «спектральный терм», подразумевая под ним значение $T=-E/hc$, отсчитываемое для атомов от границы ионизации и выражаемое в см^{-1} .

Рис. 3. Энергетические уровни в атоме.

Самый нижний (основной) уровень энергии атома соответствует состоянию атома с наименьшей энергией – его основному, или нормальному состоянию; основное состояние атома наиболее устойчиво, в нём свободный, не подверженный внешним воздействиям атом может находиться неограниченно долго. Все остальные – возбуждённые состояния атома обладают большей энергией. В возбуждённое состояние атом может перейти из основного путём излучательного квантового перехода, поглотив квант электромагнитной энергии, или получив энергию от другой частицы при столкновении с ней (безызлучательный квантовый переход). Возбуждённые состояния имеют конечное время жизни (для свободного атома оно $\sim 10^{-8}$ с), т.к. атом стремится перейти в состояние с меньшей энергией; при этом атом испускает фотон, энергия которого равна $h\nu=E_i - E_k$ – энергии верхнего и нижнего уровней атома соответственно, ν - частота испускаемого электромагнитного излучения. При обратном переходе с нижнего уровня на верхний атому должна быть сообщена энергия E_i-E_k . Каждому излучательному квантовому переходу атома соответствует спектральная линия частоты ν (или длины волны $\lambda=c/\nu$), совокупность спектральных линий атома образует его спектр. Интенсивность спектральных линий зависит от вероятностей соответствующих квантовых переходов, которые определяются коэффициентами Эйнштейна.

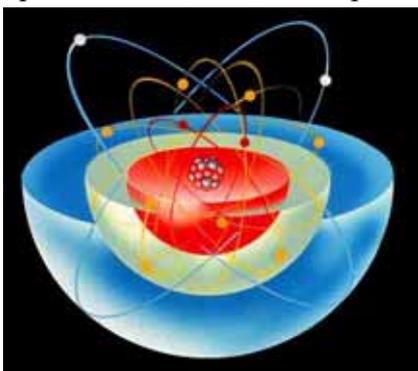


Рис. 4. Структура атома (популярная схема).

Значения дозволённых энергий атома можно определить, либо изучая возбуждение его электронным ударом – по значениям энергии возбуждающих электронов (потенциалов возбуждения), либо путём расшифровки атомных спектров; последний метод является основным для определения уровней энергии атома, поскольку частоты ν испускаемых и поглощаемых фотонов определяются с гораздо большей точностью, чем потенциалы возбуждения.

Замечание. Не следует полагать, что атомы испускают исключительно оптические спектры. При переходах электронов с внешних электронных оболочек атома на внутренние возникает рентгеновское излучение (линейчатый спектр, диапазон длин волн $10^{-3} - 10^2$ нм). Линейчатый характер подобных спектров отличает их от рентгеновских лучей, возникающих при торможении быстрых электронов в веществе (непрерывный спектр).

Квантование энергии атома является следствием волновых свойств электрона, которыми он (как и другие микрочастицы) обладает наряду с корпускулярными свойствами. Движению электрона в атоме соответствует стоячая волна с длиной $\lambda \sim 10^{-8}$ см, т.е. порядка линейных размеров атома. Поскольку для стоячей волны в ограниченном объёме возможны лишь определённые значения λ , то и энергия атома также может принимать лишь дискретный ряд значений. Свободный электрон, оторванный от атома, имеет непрерывный энергетический спектр.

3. ВНУТРЕННЕЕ СТРОЕНИЕ АТОМА

3.1 Атом Бора

Отличительная черта квантовой теории – дискретность возможных значений для ряда физических величин: энергии электронов в атомах, момента количества движения и его проекции на произвольное направление и т.д.; в классической теории все эти величины могут изменяться лишь непрерывно.

При движении электронов по этим орбитам атом находится в устойчивом состоянии. Испускание или поглощение атомом излучения происходит только при

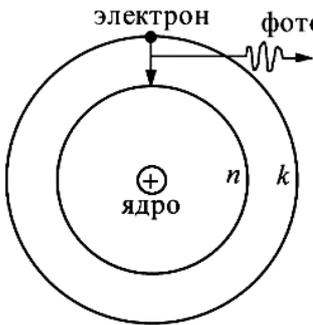


Рис. 5. Схема атома Бора (Линейная скорость электрона на n-ой боровской орбите и радиус n-ой боровской орбиты квантуются. Излучение или поглощение кванта излучения происходит при переходе атома из одного стационарного состояния в другое).

переходе электрона с одной орбиты на другую, причем излучаемая частота ν однозначно связана с разностью энергий, участвующих в переходе состояний,

$\Delta E = h\nu$, где $h = 2\pi\hbar$.

Бора постулаты – основные допущения в квантовой теории атома Н.Бора: 1) существование ряда стационарных состояний атома, соответствующих определённым значениям его внутренней энергии E ; 2) условие частот ν излучения при переходе атома из одного стационарного состояния (E_1) в другое (E_2): $\nu = (E_1 - E_2)/h$, h – постоянная Планка. Позднее установлено, что постулаты Бора – следствия квантовой механики.

Первый постулат Бора (постулат стационарных состояний) гласит: атомная система может находиться только в особых стационарных или квантовых состояниях, каждому из которых соответствует определенная энергия E_n . В стационарных состояниях атом не излучает.

Согласно первому постулату Бора, атом характеризуется системой энергетических уровней, каждый из которых соответствует определённому стационарному состоянию: электрон может вращаться вокруг ядра неопределенно долго, не излучая энергию, если на его орбите укладывается целое число длин волн де Бройля.

Таким образом, устойчивые орбиты в атоме это орбиты, радиусы которых r_n определяются соотношением

$$m_e v r_n = n \hbar \quad (1)$$

где m_e – масса электрона, v – скорость электрона, r – радиус орбиты, n – целое число.

Каждая орбита расположена на вполне определенном расстоянии

$$r_n = n^2 \frac{\hbar^2}{Z m_e e^2} \quad (2)$$

от ядра (Z – заряд ядра, e – заряд электрона) и характеризует энергетическое состояние

$$E_n = -\frac{Z^2 e^4 m_e}{2\hbar^2} \cdot \frac{1}{n^2}. \quad (3)$$

Орбита с самым малым радиусом соответствует наименьшему значению энергии и называется K - орбитой, за ней следует L - орбита, M – орбита и т.д. При движении электронов по этим орбитам атом находится в устойчивом состоянии.

С учётом некоторых положений квантовой механики (корпускулярно-волнового дуализма и волн де-Бройля) оценим величину радиуса боровского атома.

Начнем с того, что, воспользовавшись положениями классической механики, рассмотрим, как движется притягивающийся к ядру электрон. Сила притяжения компенсируется центробежной силой, то есть

$$\frac{e^2}{r^2} = \frac{mv^2}{r}. \quad (4)$$

Отсюда радиус орбиты электрона

$$r = \frac{e^2}{mv^2}. \quad (5)$$

Каков он, сказать невозможно. Фактически он может быть каким угодно: чем меньше скорость, тем расстояние от ядра больше, поскольку полная энергия движущегося электрона E тем больше, чем электрон дальше от ядра. Сумма потенциальной и кинетической энергий

$$E = -\frac{e^2}{r} + \frac{mv^2}{2}. \quad (6)$$

Но $mv^2 = -\frac{e^2}{2r}$, т.е. $E = -\frac{e^2}{2r}$.

Получается, что в одном атоме водорода электрон может быть ближе к ядру, в другом - дальше. Потенциальная энергия электрона $U(r)$, соответствующая силе электростатического притяжения

$$F_c = -\frac{e^2}{r^2}, \quad (7)$$

есть $U(r) = -\frac{e^2}{r}$

плюс постоянная, которую удобно принять равной нулю. Тогда при бесконечном расстоянии электрона от ядра энергия обращается в нуль. При отрицательной энергии электрон вращается вокруг ядра, а при положительной не связан с ядром и может удалиться на бесконечность. Считая траекторию электрона окружностью, мы заметно упростили картину. Движение по окружности под действием электростатической кулоновской силы - частный случай. В общем случае частица с отрицательной энергией движется по эллипсу, в одном из фокусов которого находится притягивающий центр. Формула, связывающая радиус орбиты частицы с энергией, остается справедливой, если под $2r$ понимать большую ось эллипса. Классический подход не объясняет, почему все атомы водорода имеют одинаковые размеры. Движение микроскопических частиц описывается не классической механикой Ньютона, а квантовой механикой, математический аппарат которой весьма непросто. Не претендуя на строгость, можно поступить так: к классическим формулам добавить условие, вытекающее из того, что движение электрона сопровождается волна де-Бройля.

Условие, вытекающее из существования волны де-Бройля, выглядит так: на траектории электрона обязано поместиться целое число волн де-Бройля, т. е.

$$2pr = nl, \quad (8)$$

где $n = 1, 2, 3 \dots$ - целые числа. Но $l = 2p\hbar/mv$ (где $\hbar = h/2p$). Значит,

$$r = \left(\frac{\hbar}{mv}\right)n, \quad (9)$$

где $n = 1, 2, 3 \dots$. Сравнив последнее выражение с формулой, связывающей радиус орбиты со скоростью, получим:

$$r = a_n = a_B n^2; \quad a_B = \frac{\hbar^2}{me^2}, \quad (10)$$

где $n = 1, 2, 3 \dots$, индекс «В» - в честь Бора. Величину a_B так и называют - *радиус Бора*. Радиус Бора равен 0,053 нанометра (1 нм = 10^{-9} м). Подставив это значение в выражение для энергии, имеем:

$$E = E_n = -\frac{e^2}{2a_n} = -\left(\frac{me^4}{2\hbar^2}\right)\left(\frac{1}{n^2}\right), \quad (11)$$

где $n = 1, 2, 3 \dots$

Величину ($me^4/2\hbar^2$) называют ридбергом в честь шведского физика И.Р.Ридберга (1854-1919) и обозначают Ry , $1 Ry = 13,6058$ эВ. Энергию, равную 1 ридбергу, нужно придать электрону, чтобы он оторвался от ядра, то есть это энергия ионизации атома водорода.

Итак, электрон в атоме может иметь только дискретные значения энергии, причём существует состояние электрона с энергией, меньше которой электрон иметь не может. Это состояние называется основным. Все остальные состояния называют возбужденными. Основное состояние электрона в атоме устойчиво.

Второй постулат Бора (правило частот) формулируется следующим образом: при переходе атома из одного стационарного состояния с энергией E_n в другое стационарное состояние с энергией E_m излучается или поглощается квант, энергия которого равна разности энергий стационарных состояний:

$$h\nu_{nm} = E_n - E_m = \Delta E \quad (12)$$

Здесь $h = 2\pi\hbar$.

Отсюда можно выразить частоту излучения.

Второй постулат Бора также противоречит электродинамике Максвелла, так как частота излучения определяется только изменением энергии атома и никак не зависит от характера движения электрона.

Вычисления на основе этой модели позволили рассчитать спектральные закономерности и постоянную Ридберга. Модель Бора объясняет спектры водорода и водородоподобных атомов, но не годится для атомов с числом электронов больших 2. В более продвинутом варианте рассматриваемой здесь модели учтено движение ядра вокруг общего центра тяжести; круговые орбиты заменены эллиптическими с определенными положениями их плоскости. Все это привело к лучшему пониманию оптических спектров, и, в частности, позволило объяснить простой эффект Зеемана.

Зеемана эффект – расщепление уровней энергии, а, следовательно, спектральных линий атома и других атомных систем в магнитном поле. Во внешнем магнитном поле атомная система, обладающая магнитным моментом μ , приобретает дополнительную энергию, зависящую от проекции μ на направление магнитного поля. Это приводит к расщеплению уровней энергии системы. Открыт в 1896 П.Зееманом.

Модель Бора не позволяет дать физическую интерпретацию правилу квантования. Это было сделано десятилетием позже де Бройлем на основе представлений о волновых свойствах частиц. Де Бройль предложил, что каждая орбита в атоме водорода соответствует волне, распространяющейся по окружности около ядра атома. Стационарная орбита возникает в том случае, когда волна непрерывно повторяет себя после каждого оборота вокруг ядра. Другими словами, стационарная орбита соответствует круговой стоячей волне де Бройля на длине орбиты. Это явление очень похоже на стационарную картину стоячих волн в струне с закрепленными концами. В стационарном квантовом состоянии атома водорода на длине орбиты должно укладываться по идее де Бройля целое число длин волн λ , т.е.

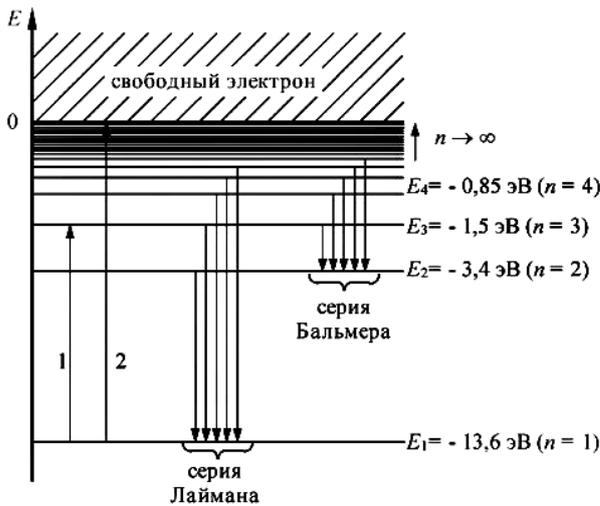


Рис.6. Энергетический спектр электрона в атоме водорода.

$$n\lambda_n = 2\pi r_n \quad (13)$$

В результате, боровское правило квантования оказалось связанным с волновыми свойствами электронов.

Дискретность энергетических состояний атома была продемонстрирована в опыте Д.Франка и Г.Герца (1913), в котором исследовалось столкновение электронов с атомами ртути.

Франка-Герца опыт – эксперимент, доказывающий, что внутренняя энергия атома может принимать лишь дискретные значения.

3.2 Теория атома водорода

Теорию одноэлектронного атома – атома, состоящего из ядра с зарядом $-Ze$ и одного электрона с зарядом e , обычно называют теорией атома водорода. Прежде, чем её рассматривать, кратко остановимся на свойства электрона, как элементарной частицы.

Элементарные частицы характеризуются массой, зарядом, величиной собственного момента количества движения (спина) и величиной магнитного момента. Существование собственного механического и магнитного моментов у электрона позволяет представить его условно в виде заряженного волчка, вращающегося вокруг собственной оси. При этом в отличие от классического волчка, который может иметь любое значение механического момента, спин электрона имеет только одно вполне определенное значение,

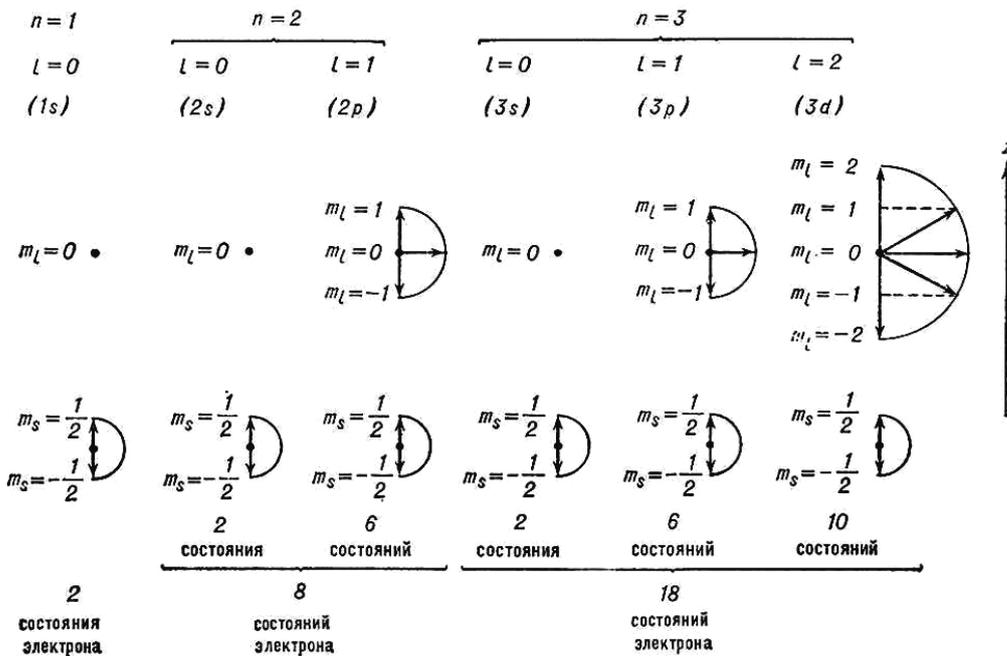


Рис. 8. Возможные состояния атома водорода при значениях $n = 1, 2, 3$. Графически показаны ориентации орбитального и спинового моментов.

Квантовое число $l = 0, 1, 2, \dots, n-1$ определяет величину орбитального момента атома, т.е. момента импульса электрона M_l относительно ядра:

$$M_l^2 = \left(\frac{h^2}{4\pi^2} \right) l(l+1). \quad (16)$$

При заданном n , число l принимает n различных значений. Квантовое число m_l определяет величину проекции орбитального момента M_{lz} на произвольно выбранное направление z ; при заданном l число m_l принимает $2l+1$ значений: $m_l = -l, -l+1, \dots, l$. Квантовые числа n, l и m_l полностью характеризуют состояние электрона в атоме. Состояния с $l=0, 1, 2, 3, 4, 5, 6$, принято обозначать буквами $s, p, d, f, g, h, l, \dots$ соответственно.

Точное положение электрона в атоме в определённый момент времени установить нельзя вследствие соотношений неопределённостей. Состояние электрона в атоме определяется волновой функцией Ψ , которая при заданных значениях n, l и m_l определённым образом зависит от координат; $|\Psi|^2$ даёт плотность вероятности нахождения электрона в данной точке пространства. Таким образом, состояние электрона в атоме можно охарактеризовать распределением в пространстве его электрического заряда с некоторой плотностью – распределение электронной плотности $e|\Psi|^2$.

При этом электроны как бы размазаны в пространстве и образуют электронное облако, размеры которого растут пропорционально n^2 . Для s -состояний ($l=0$) волновая функция и распределение электронной плотности обладают сферической симметрией и обращаются в нуль на $(n-1)$ -й сфере, т.е. имеют $n-1$ узловую сферическую поверхность; при этом в центре (начале координат) Ψ и $|\Psi|^2$ отличны от нуля, что является характерной особенностью s -состояний; в точке, где находится ядро, вероятность нахождения электрона не равна нулю. Для p -состояний ($l=1$) и d -состояний ($l=2$) значение волновой функции и распределение электронной плотности в разных направлениях различны и зависят от абсолютного значения m_l ; при этом Ψ и $|\Psi|^2$ обращаются в нуль на некоторых узловых поверхностях и всегда равны нулю в начале координат.

В явном виде волновые функции получаются при решении уравнения Шредингера. Важным свойством состояний водородоподобного атома является независимость его энергии от l и m_l . Атом с определённым значением энергии может находиться в нескольких состояниях с различными значениями l и m_l , т.е. имеет место вырождение состояний (вырождение уровней энергии) атома, причём число состояний с одинаковой энергией называются степенью или кратностью вырождения.

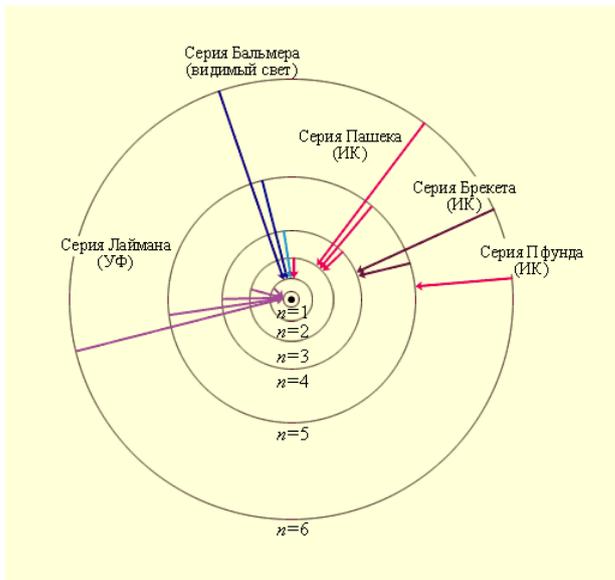


Рис. 9. Стационарные орбиты электронов в атоме водорода.

Независимость энергии атома от m_l (вырождение по m_l) связана со сферической симметрией атома – энергия атома не зависит от значения проекции орбитального момента на произвольное направление, а независимость энергии от l (вырождение по l) связана с тем, что электрон в атоме движется в кулоновском поле ядра.

Для объяснения некоторых явлений (например, тонкой структуры в атомных спектрах) был введен (уравнением Дирака) собственный момент импульса электрона – его спин, существование которого подтвердилось экспериментально опытом Штерна-Герлаха. Со спином электрона связан спиновый магнитный момент электрона.

Проекция спинового момента электрона в атоме на произвольную ось определяется магнитным спиновым (или спиновым) квантовым числом m_s . Таким образом, при заданных l и m_l возможны два различных состояния атома, отличающихся значениями m_s . Полная кратность вырождения по l , m_l и m_s равна $2n^2$.

Для уровней энергии с $n \geq 2$ вырождение снимается вследствие влияния спина на орбитальное движение электрона в атоме – спин-орбитального взаимодействия – магнитного взаимодействия магнитного момента электрона с его орбитальным магнитным моментом, возникающим в результате орбитального движения электрона. Снятие вырождения приводит к расщеплению уровней энергии – появлению их тонкой структуры.

Решение уравнений квантовой механики с учетом спина электрона (релятивистская квантовая механика) приводит к изменению выражения для энергии – к ней прибавляется некоторая величина.

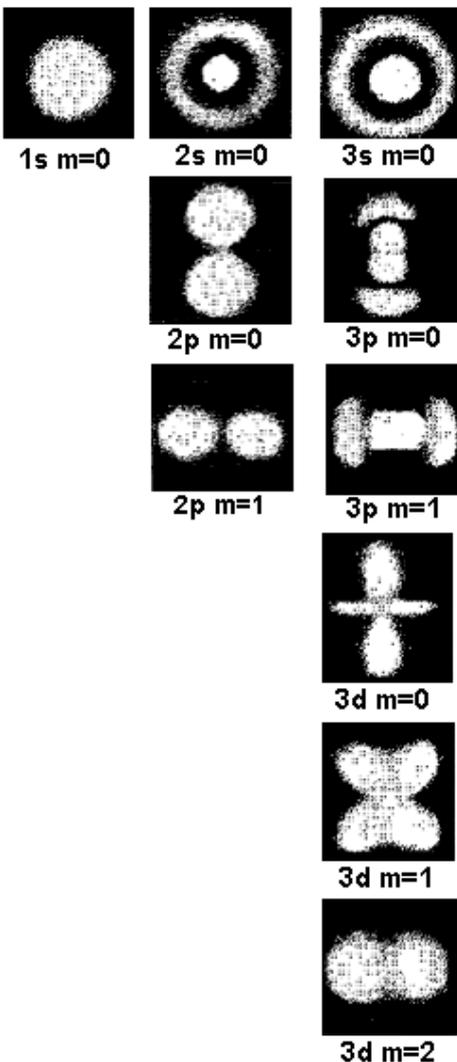
Наряду с тонкой, наблюдается сверхтонкая структура уровней энергии, обусловленная взаимодействием магнитных моментов электрона с магнитным моментом ядра, а также изотопическое смещение, связанное с различием масс ядер изотопов одного элемента.

Некоторое искажение сверхтонкой структуры возникает вследствие влияния квадрупольного электрического момента ядра. Изучение всех этих малых эффектов спектроскопическими методами позволяет определять свойства и структуру атомных ядер.

3.3 Квантовомеханическая теория сложных атомов

Строение и свойства атомов, содержащих два и более электронов, значительно отличаются от теории водородоподобных атомов. Это объясняется тем, что возникает необходимость учета взаимодействий электронов друг с другом: электростатическое отталкивание и магнитные взаимодействия спиновых и орбитальных магнитных моментов электронов. Электростатические взаимодействия электронов в атоме велики по сравнению с магнитными. Они значительно ослабляют прочность связи электронов с ядром.

Рис. 10. Распределение электронной плотности в одноэлектронном атоме для состояний с $n=1, 2$ и 3 , полученное фотографированием специальных моделей. При переходе от $n=1$ к $n=2$ и от $n=2$ к $n=3$ масштаб уменьшается.



Теория многоэлектронного атома учитывает принципиальную неразличимость и тождественность его электронов. Поэтому электронную оболочку сложного атома рассматривают как единую систему. При строгом квантовомеханическом рассмотрении сложный атом характеризуется волновой функцией, одинаково зависящей от координат всех электронов, ассиметричной относительно любой пары электронов, т.е. она должна менять знак при перестановке любых двух электронов (требование принципа Паули).

В первом приближении можно считать, что каждый электрон в атоме находится в своём квантовом состоянии характеризуемом четырьмя квантовыми числами n , l , m_l и m_s , а состояние атома сводится к определённому сочетанию индивидуальных состояний отдельных электронов. Тогда требование асимметрии волновой функции атома может быть сведено к простейшей формулировке одного из основных принципов для квантовой системы тождественных частиц – принципа Паули: в сложном атоме в каждом из возможных квантовых состояний может находиться не более одного электрона, т.е. состояния электронов в атоме должны отличаться хотя бы одним из четырёх квантовых чисел n , l , m_l и m_s . Характеристика состояний отдельных электронов в сложном атоме при помощи набора квантовых чисел позволяет систематизировать уровни энергии такого атома.

В данном одноэлектронном состоянии энергия электрона оказывается зависящей не только от n , как в атоме водорода, но и от l ; от m_s и m_l она по-прежнему не зависит. Электроны с данными n и l , т.н. эквивалентные электроны, обладают одинаковой энергией и образуют электронную оболочку атома.

Индивидуальные состояния электронов в приближённой модели сложного атома группируются по значениям квантовых чисел n и l , причём число электронов в атоме с заданными значениями n и l , причём число электронов в атоме с заданными значениями n и l определяются принципом Паули. При заданном l магнитное квантовое число m_l принимает $2l+1$ значений, а m_s – два значения, поэтому число возможных состояний в электронной оболочке с данным l равно $2(2l+1)$. Так, оболочка $l=0$ (s -оболочка) заполняется двумя электронами, оболочка $l=1$ (p -оболочка) – 6 электронами, оболочка $l=2$ (d -оболочка) – 10 электронами, оболочка $l=3$ (f -оболочка) – 14 электронами. Все электроны с заданным n образуют электронный слой, содержащий $2n^2$ электронов. Слои с $n=1, 2, 3, 4, 5, \dots$, согласно терминологии, принятой для рентгеновских спектров, часто называется K -, L -, M -, N -, P - слоями и т.д. Максимальное число электронов в слое представлено в Табл.2.

Табл.2. Распределение электронов по слоям и оболочкам

	K	L -слой		M -слой			N -слой				
n	1	2		3			4				...
l	0	0	1	0	1	2	0	1	2	3	...
Обозначение слоёв и оболочек	1s	2s	2p	3s	3p	3d	4s	4p	4d	4f	...
Число электронов в слое	2	2+6=8		2+6+10=18			2+6+10+14=32				...

Видно, что максимально возможное число электронов в первом слое ($n=1$) равно 2 (1s-состояния); во втором слое – 8 (2s- и 2p-состояния); в третьем и четвёртом слоях – соответственно 18 и 32 электрона. Тем самым устанавливается связь между слоистым расположением электронов в атоме и периодической системой: периоды таблицы содержат 2, 8, 18 и 32 элемента. Интересно, что встречаются два раза периоды их 8 и 18 элементов. Это объясняется тем, что электроны в атомах располагаются в тех состояниях (из числа возможных), которые соответствуют наименьшей энергии. Энергия электрона на орбите тем выше, чем больше n , а при данном n тем выше, чем больше l . Поэтому последовательность энергетических уровней отдельных состояний электрона не всегда совпадает с последовательностью главных квантовых чисел n .

Табл. 3. Максимальная емкость атомных оболочек ($=2n^2$)

Энергетический уровень (главное квантовое число, n)	Оболочка	Максимально возможное число электронов
1	K	2
2	L	8
3	M	18
4	N	32
5	O	50
6	P	72

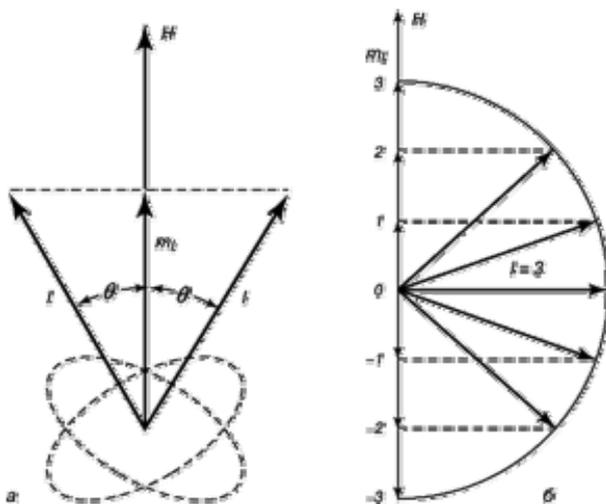


Рис. 11. Квантовые числа согласно волновой механике Шрёдингера. *a* – квантовое число l характеризует орбитальный момент импульса электрона; магнитным квантовым числом m_l наряду с l определяется угол q , под которым электронная орбита наклонена к направлению магнитного поля H . *б* – при $l = 3$ квантовое число m_l принимает $(2l + 1)$ возможных значений, в данном случае 7.

3.4 Электронные оболочки атома и периодическая система элементов

Рассматривая последовательное заполнение электронных слоёв и оболочек, можно дать физическое объяснение периодического закона элементов. Вблизи ядра атома находятся наиболее прочно связанные с электронами с $n=1$, затем менее

прочные связанные с $n=2$ и т.д. Соответственно этому происходит заполнение слоёв при переходе от одного атома к другому, более тяжёлому. Так, у атома водорода и гелия и гелия имеются только один электронный слой и одна оболочка ($n=1, l=0$). При переходе к атомам с большим Z , вследствие возрастания заряда ядра, электронный слой стягивается к ядру и начинает заполняться слой $n=2$ и т.д. При заданном n сначала заполняются состояния s -электронов ($l=0$), затем p -электронов ($l=1$), d -электронов ($l=2$), f -электронов ($n=3$) и т.д. С точки зрения пространственного распределения, это означает, что сначала заполняются внутренние, более близкие к ядру слои, затем более внешние. При этом по мере возрастания Z внешние электронные оболочки периодически заполняются электронами с теми же значениями l (при возрастающих n); это приводит к периодичности химических и физических свойств элементов.

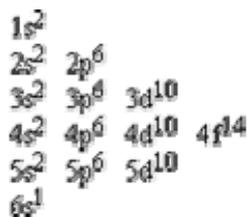


Рис. 12. Пример записи заполнения энергетических уровней электронами (золото).

Периоды в периодической системе элементов соответствуют последовательному заполнению электронных оболочек с возрастающими значениями n и l . Ядро с зарядом Z присоединяет электроны в порядке уменьшения прочности их связи. Для элементов 1-го периода происходит сначала заполнения оболочки $1s$, для элементов 2-го и 3-го периодов – оболочек $2s, 2p$ и $3s, 3p$. Однако, начиная с 4-го периода, последовательность заполнения оболочек нарушается и вследствие конкуренции близких по энергии связи электронов; при этом прочнее могут оказаться связанные электроны с большим n , но меньшим l (например, электроны $4s$ прочнее связаны, чем $3d$).

Распределение электронов в атоме по оболочкам определяет его электронную конфигурацию. Для указания электронной конфигурации атома пишут в ряд символы заполненных электронных состояний оболочек, начиная с самой близкой к ядру; индексом справа вверху отмечают числа электронов в оболочке, находящихся в этих состояниях. Так у атома Al ($Z=13$) в слое с $n=1$ имеются два s -электрона, в слое с $n=2$ – два s - и шесть p -электронов, в слое с $n=3$ – два s - и один p -электрон. Это может быть записано в виде: $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p$.

При заполнении $3d$ -, $4d$ -, $5d$ -оболочек получают группы переходных металлов, при заполнении $4f$ - и $5f$ -оболочек – группа лантаноидов (редкоземельных элементов) и группа актиноидов. В последующих оболочках электроны связаны менее прочно, чем в предшествующих, причём сначала заполняются оболочки с меньшими значениями $n+l$, а при том же значении $n+l$ – с большими значениями l .

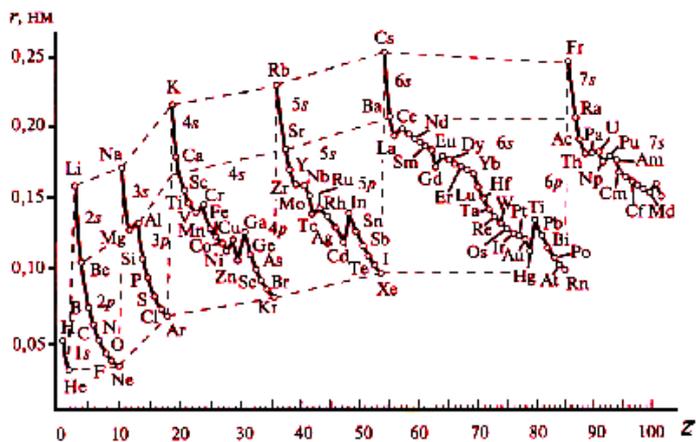


Рис. 13. Зависимость радиусов атомов элементов от их порядкового номера.

Данная схема относится к последовательности заполнения внешних оболочек атома, что и определяет последовательность элементов в периодической системе. При увеличении Z для внутренних оболочек восстанавливается нормальная последовательность оболочек по энергиям связи в них электронов, когда электроны с меньшим n связаны прочнее, чем электроны с большим n , независимо от значений l . Это происходит потому, что при возрастании Z разница в энергиях связи

электронов с данным n , но различными значениями l , становится менее существенной.

Наряду с нормальной электронной конфигурацией атома, соответствующей наиболее прочной энергии связи всех электронов, при возбуждении одного или нескольких электронов получают возбуждённые электронные конфигурации. Каждой электронной конфигурации в случае полностью укомплектованных оболочек соответствует один уровень энергии атома, а в случае недостроенных внутренних оболочек (например, s , p , p^2 , p^3 , sp ,...) – ряд уровней энергии. Самый глубокий уровень энергии нормальной конфигурации атома называется основным, все остальные уровни энергии – возбуждённые.

Согласно представлениям квантовой механики, атомы не имеют четких границ, однако вероятность найти электрон, связанный с данным ядром, на определенном расстоянии от этого ядра быстро убывает с увеличением расстояния. Поэтому атому приписывают некоторый радиус, полагая, что в сфере этого радиуса заключена большая часть электронной плотности (более 90%). Радиусы атомов элементов находятся в периодической зависимости от их порядкового номера (**Рис. 13.**) В периодах по мере увеличения заряда ядра радиусы атомов, в общем, уменьшаются, что связано с усилением притяжения внешних электронов к ядру. Наибольшее уменьшение атомных радиусов наблюдается у элементов малых периодов. В группах элементов радиусы атомов, в общем, увеличиваются, так как растет число электронных слоев. Таким образом, в изменении атомных радиусов элементов просматриваются разные виды периодичности: вертикальная, горизонтальная и диагональная.

Периодичность химических, оптических, электрических и магнитных свойств атомов различных элементов в зависимости от Z связана со сходным строением внешних электронных оболочек, определяющим эти свойства. Эта периодичность сохраняется и для ионов: теряя один электрон, атом становится подобен по ряду свойств атомам предыдущей группы элементов (например, однократно ионизованные щёлочноземельные атомы – атомам щелочных металлов). Сходными свойствами обладают члены изоэлектронного ряда.

В настоящее время электронная структура атомов в принципе получила своё объяснение, хотя свойства многоэлектронных атомов удастся рассчитать лишь приближенно. Квантовая механика объясняет все известные свойства отдельных атомов. Активно изучается взаимодействие атомов, особенно в твердых телах. Строению атомного ядра посвящена следующая лекция, а элементам квантовой механики лекция 5.

4. АТОМНЫЕ ПРОЦЕССЫ

4.1 Ионизация

Рассмотрим столкновение одного атома с другим. При неупругом столкновении (кинетические энергии сталкивающихся частиц не сохраняются, возможны два эффекта: возбуждение одного или обоих атомов, приводящее к возбужденному состоянию и изменению электронной конфигурации или 2) ионизация одного или обоих атомов, т. е. удаление одного или более электронов атома, с образованием положительно заряженного иона. Для возникновения ионизации, электрон должен получить энергию, по крайней мере эквивалентную его энергии связи, которая для ближайших к ядру K электронов равна $(Z_{eff}/137)^2(255.5)$ кэВ, где Z_{eff} – эффективный ядерный заряд, действующий на электрон (включая эффекты экранирования заряда ядра другими электронами). Энергия, необходимая для ионизации далеко превышает кинетические энергии газообразных атомов при комнатной температуре. Таким образом, атомы должны двигаться с высокими скоростями (достигаемыми, например, при ядерных процессах или на ускорителях), чтобы изгнать из атома сильно связанные электроны путём столкновения с другими атомами.

4.2 Эмиссия рентгеновского излучения

Термин рентгеновское излучение относится к электромагнитному излучению, возникающему, когда электрон с одной из внешних атомных оболочек заполняет вакансию в какой-то внутренней атомной оболочке, например, при движении от M уровня на L уровень. В том переходе электрон теряет потенциальную энергию (двигаясь к более сильно связанному уровню) и излучает её в форме рентгеновского излучения. (Рентгеновское излучение не следует путать с более энергетичным γ -излучением, которое возникает при трансмутациях нейтронов в ядре атома, а вовсе не в его электронных оболочках). Энергия рентгеновского излучения задается разницей в энергиях связи электронов на двух оболочках, которая, в свою очередь, зависит от атомного номера элемента. Поэтому энергии характеристического рентгеновского излучения можно использовать для определения атомного номера элемента, составляющего материал, и также идентификации новых химических элементов.

В рентгеновской терминологии, рентгеновские лучи, возникшие при переходе от L к K - уровням называются K_{α} лучами; а излучения при падении электрона с M на K уровень – K_{β} лучами (Терминами $K_{\alpha 1}$,

$K_{\alpha 2}$ обозначают рентгеновские лучи, возникающих при переходах электрона с различных подуровней ($2p_{3/2}$, $2p_{1/2}$) L уровня). Рентгеновские лучи, возникающие при переходе с M на L уровень называются L_{α} рентгеновским излучением и т.д. Для каждого перехода требуются изменения в орбитальном угловом моменте, Δ_l , и полном угловом моменте, Δ_j :

$$\Delta_l = \pm 1,$$

$$\Delta_j = 0, \pm 1$$

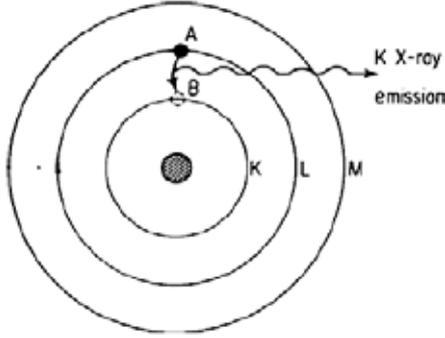


Рис. 14. Схема, демонстрирующая эмиссию рентгеновского кванта, при заполнении вакансии, образовавшуюся при ядерном распаде. Электрон L -уровня (A), заполняет вакансию K -уровня (B). При этом испускается характеристическое K рентгеновское излучение.

В простой боровской модели водородо-подобного атома (с единственным электроном) энергия рентгеновского излучения или энергия перехода, ΔE , задаётся как

$$\Delta E = E_{initial} - E_{final} = R_{\infty} hc Z^2 \left(\frac{1}{n_{initial}^2} - \frac{1}{n_{final}^2} \right) \quad (17)$$

где R_{∞} , h , c , и n означают константу Ридберга, постоянную Планка, скорость света и главное квантовое число для орбитального электрона, соответственно.

Так как энергия рентгеновского кванта, E_x , равна $-\Delta E$, мы можем написать (после подстановки значений физических констант)

$$E_x = 13,6 Z^2 \left(\frac{1}{n_{final}^2} - \frac{1}{n_{initial}^2} \right) \quad (18)$$

где E_x - в электрон-вольтах (эВ).

Для K_{α} рентгеновских лучей от ионов только с одним электроном

$$E_x^K = 13,6 \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{2^2} \right) Z^2 \text{ эВ} \quad (19)$$

Тогда как для L_{α} излучения имеем

$$E_x^L = 13,6 \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{3^2} \right) Z^2 \text{ эВ} \quad (20)$$

На самом деле, ядро окружает много электронов, поэтому нужно заменить Z на Z_{eff} , чтобы отразить экранирование ядерного заряда этими электронами. Эту поправку внёс Мозли, который показывал что частоты, ν , для K_{α} рентгеновской серии можно представить как

$$\nu^{1/2} = const(Z - 1) \quad (21)$$

Тогда как для L_{α} рентгеновской серии

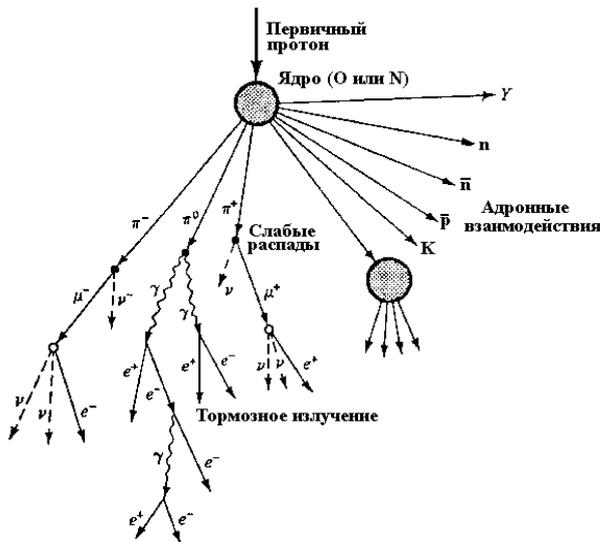
$$\sqrt{\nu} = const(Z - 7,4). \quad (22)$$

Мозли продемонстрировал, что энергии рентгеновских излучений ($=h\nu$) зависят от квадрата некоторой формы атомного номера, изменённой из-за экранирования. Кроме того, относительные интенсивности $K_{\alpha 1}$, $K_{\alpha 2}$, и т.д. рентгеновского излучения пропорциональны числу возможных способов осуществления перехода. Очевидно, что при $K_{\alpha 1}=K_{\alpha 2}$ отношение интенсивностей будет равно 2, так как максимальное число электронов в уровне $2p_{3/2}$ - 4, в то время как максимальное число электронов в уровне $2p_{1/2}$ - 2. Относительные интенсивности различных рентгеновских лучей зависит от химического состояния атома, степени его окисления, связей с лигандами, и от других факторов, которые затрагивают локальную электронную плотность. Поэтому эти относительные интенсивности полезны в химических исследованиях. Как будет показано в последующих лекциях, выделение рентгеновского излучения может сопровождать радиоактивный распад. Распады типа электронного захвата или внутренней конверсии, непосредственно кончаются образованием вакансий в атомных электронных оболочках. Возникающие рентгеновские лучи - метки, которые можно использовать, для характеристики тапа распада и/или распадающихся видов.

ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

АТОМ

Лекция 20. ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ ВО ВСЕЛЕННОЙ



Ядерная физика позволяет ответить на важные вопросы: когда и как возникли элементы, из которых построена наша Земля?

Рис. 1. Ядерные реакции космического излучения с элементами в верхних слоях атмосферы Земли. Попадающий в верхние слои атмосферы протон с высокой энергией вызывает каскадный ливень.

Известно, что в природе химических элементов мало (меньше 90) и что они остаются неизменными в химических реакциях. Имеющие место на Земле ядерные реакции в основном вызваны космическими лучами (**Рис. 1**) и радиоактивным распадом; есть и ядерные реакции типа деления, но их роль незначительна. Поэтому, все химические элементы, с которыми мы встречаемся в природе,

существовали ещё до образования Земли. Элементы подверглись разнообразным геохимическим, геологическим, и биохимическим процессам, но остались неизменными. Таким образом, происхождение элементов конечно взвездное, но важно понять откуда они появились и как возникли?

Эти вопросы лежат в сфере ядерной астрофизики, которая занимается связью свойств ядер и их реакций с астрофизическими объектами и процессами в Космосе. Вселенная состоит из большого разнообразия массивных объектов, распределенных в огромном объеме. Основной объем практически пуст ($<1 \times 10^{-18}$ кг/м³) и холоден (~ 3 К). С другой стороны, звёзды очень плотны (ядро Солнца $\sim 2 \times 10^5$ кг/м³) и очень горячи (ядро Солнца $\sim 16 \times 10^6$ К). При таких температурах и плотностях лёгкие элементы обладают достаточно высокими скоростями для осуществления ядерных реакций. Синтез более тяжелых элементов - результат разнообразных ядерных процессов в массивных звездных системах. Эти массивные объекты характеризуются большими гравитационными силами, поэтому возникающие элементы остаются в звездах. Тяжёлые элементы рассеиваются только при взрыве звездной системы. Исходя из особенностей распределения изотопов на Земле, можно предположить, что до её формирования произошло несколько таких взрывов.

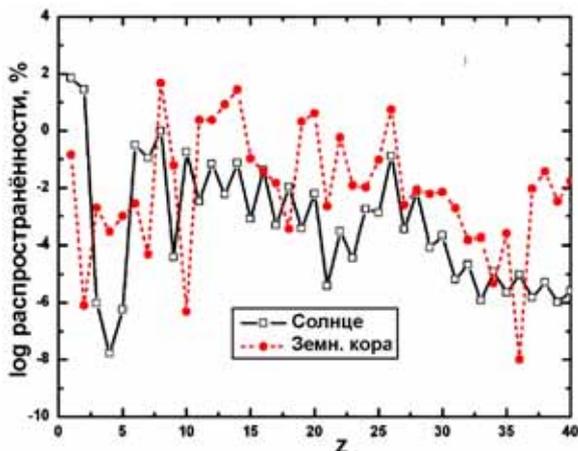


Рис. 2. Распространённость первых 40 элементов (масс.%) в земной коре (квадраты) и в солнечной системе (кружки).

В этой лекции мы рассмотрим процессы, благодаря которым, во Вселенной образовались первые элементы, и реакции, которые переработали эти элементы в те, которые сегодня присутствуют на нашей планете.

1. РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЭЛЕМЕНТОВ И ИЗОТОПОВ

Известно, что одни элементы более распространены, чем другие. Например, кислорода в воде, больше, чем ртути или золота. Но что будет, если мы сравним соседние элементы в Периодической таблице, например, количество свинца ($Z=82$) и ртути ($Z=80$) или железа ($Z=26$) с медью ($Z=27$)? Ответ будет зависеть от того для какой

системы будем проводить сравнение. Относительная распространённость первых сорока элементов представлена на **Рис. 2** как процент от массы земной коры и как процент от массы нашей солнечной системы. Здесь масштаб логарифмический и данные варьируются в пределах 11 порядков величины. На Земле преобладают кислород, кремний, алюминий, железо, и кальций, составляющие более 90% земной коры. В солнечной системе доминирует водород, с небольшим количеством гелия, а остальные присутствуют в следовых количествах.

Различия между распространениями элементов на Солнце и на Земле возникли из-за геофизической и геохимической переработки солнечного материала. Поэтому, в этой лекции мы сосредоточимся на ядерных процессах, обеспечивших распространённость элементов в солнечной системе. Об интересующих нас концентрациях элементов мы можем судить по непосредственным измерениям на Земле и Луне, по метеоритам, а также по косвенным данным, например, по спектроскопии Солнца, и некоторых отдаленных звезд.

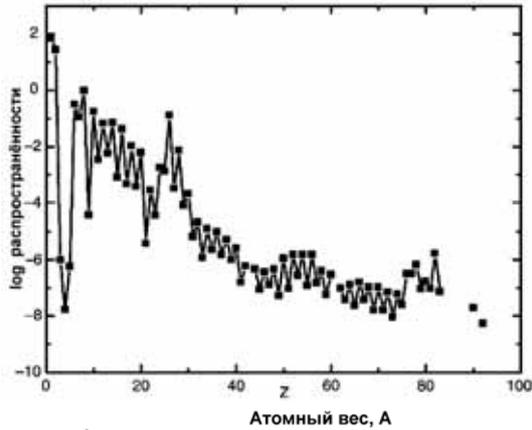
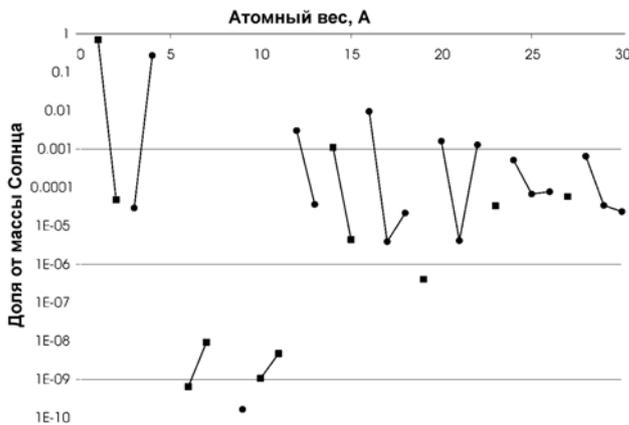


Рис. 3. Распространённость элементов (масс.%) в солнечной системе.

Распространенность всех химических элементов на Солнце представлена на **Рис. 3**. Видно, что 99% массы - это водород и гелий. Распространенность уменьшается с увеличением с атомного номера. Исключением являются очень низкие значения для бериллия ($Z=4$) и большие для углерода и кислорода ($Z=6-8$), железа ($Z=26$) платины ($Z=78$) и свинца ($Z=82$). Все нечётные элементы менее



распространены, а все чётные элементы с $Z > 6$ более распространены, чем их соседи в Таблице.

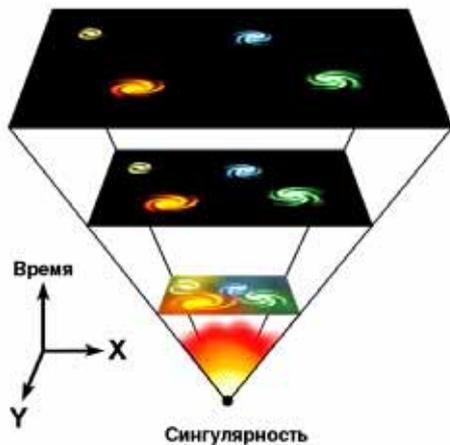
Рис. 4. Массовые доли наиболее распространённых элементов на Солнце. Элементы с нечётными атомными номерами показаны квадратными символами, а с чётными кружками. Изотопы конкретного химического элемента связаны прямыми.

В предыдущих лекциях мы уже объясняли, что ядра элементов с чётным числом протонов намного более устойчивы, чем ядра с нечётным числом протонов, причём существует мало устойчивых нечётно-нечётных ядер. Всё это оказывает влияние на распространённость элементов, поскольку радиоактивный распад кончается устойчивыми элементами. Хотя, естественно, есть и исключения.

Рис. 5. Согласно теории Большого взрыва, Вселенная в момент образования была в чрезвычайно плотном и горячем состоянии, называемом космологической сингулярностью.

С учётом наших знаний о структуре ядра, разумно рассмотреть распределение изотопов, а не распределение элементов. Содержание изотопов самых распространённых элементов показано на **Рис. 4**. Опять низкие значения имеют место для атомных весов между 5 и 10. Эта область масс имеет разрывы (нет устойчивых ядер с $A=5$ или 8), и остающиеся ядра - все с малыми энергиями связи. Лёгкие ядра, чья масса кратна 4, имеют самое высокое распространение. Низкое содержание бериллия связано с особенностями его производства и горения.

Солнце - типичная звезда и можно считать, что распространение элементов на Солнце отражает распространение элементов во вселенной ("космическая" распространённость). Нужно привлечь нескольких процессов ядерного синтеза, для объяснения деталей наблюдаемых распространённостей. **Рис. 6** демонстрирует связь между распространениями элементов и создавших их процессами нуклеосинтеза.



2. НАЧАЛЬНЫЙ НУКЛЕОСИНТЕЗ

Возраст Вселенной где-то между 10 и 20 миллиардами лет при наиболее вероятном значении $(14 \pm 1) \times 10^9$ лет. Полагают, что Вселенная образовалась в результате катастрофического Большого Взрыва. После Большого Взрыва, Вселенная расширяется с уменьшением температуры и плотности.

Большой взрыв (англ. *Big Bang*) - космологическая теория начала расширения Вселенной, перед которым Вселенная находилась в сингулярном состоянии.



Космологическая сингулярность - состояние Вселенной в начальный момент гипотетического Большого Взрыва, характеризующееся бесконечной плотностью и температурой вещества. Космологическая сингулярность - пример гравитационных сингулярностей, предсказываемых общей теорией относительности (ОТО).

Рис. 6. Относительная атомная распространенность элементов в солнечной системе и основные процессы ядерного синтеза, ответственные за наблюдаемые распространенности элементов. (Распространенность Si, относительно которой рассчитаны данные, равна 10^6 атомов).

Важное доказательство справедливости идеи Большого Взрыва - наличие во Вселенной реликтового излучения (космического микроволнового фонового), электромагнитного излучения с высокой степенью изотропности и со спектром, характерным для абсолютно чёрного тела с температурой 2,725 К (плотность фотонов ~ 400 фотон/см³).

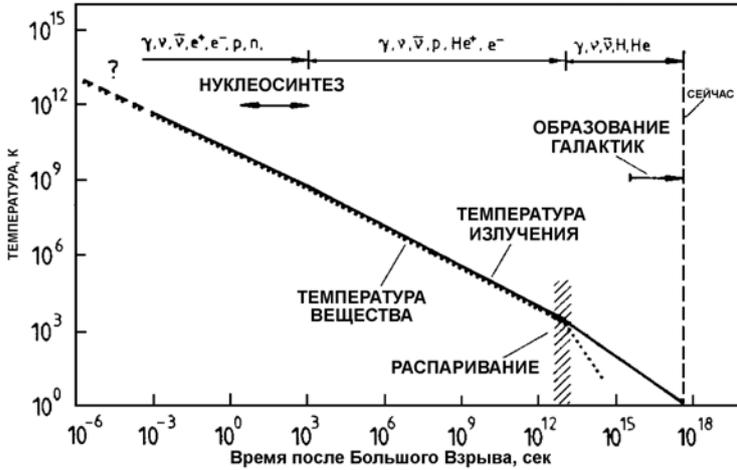


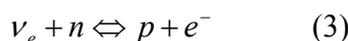
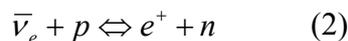
Рис. 7. Последовательность событий во Вселенной после Большого Взрыва.

Некоторые важные события "тепловой" истории Вселенной представлены на **Рис. 7**. Описание развития Вселенной начинается с 10^{-43} секунды после Большого Взрыва. Вселенная в то время имела температуру 10^{32} К ($k_B T \sim 10^{19}$ ГэВ) и её объём составлял 10^{-31} от её нынешнего объёма. Вещество находилось в неизвестном для нас состоянии, в виде плазмы кварков и глюонов. Все частицы уже существовали и находились в статистическом равновесии, при котором скорость образования конкретной частицы равна скорости её распада. Затем Вселенная расширилась, охладилось, и некоторые виды частиц выпали из статистического равновесия. На момент 10^{-6} сек ($T \sim 10^{13}$ К), фотоны от реликтового излучения уже не могли поддерживать производство массивных частиц и адронной материи, сжатой в нуклон-мезонный газ. В этот момент Вселенная состояла из нуклонов, мезонов, нейтрино (и антинейтрино), фотонов, электронов (и позитронов). Отношение барионов к фотонам было $\sim 10^{-9}$.

Ко времени 10^{-2} сек ($T \sim 10^{11}$ К) плотность Вселенной упала до $\sim 4 \times 10^6$ кг/м³. В этой протон-доминирующей эпохе температура T (К) задаётся соотношением

$$T(K) = \frac{1,5 \times 10^{10}}{\sqrt{t}} \quad (1)$$

где t - возраст в секундах. В это время нейтроны и протоны взаимопревращаются путём слабых взаимодействий



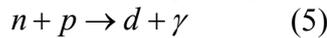
[Здесь мы пренебрегаем распадом свободного нейтрона на протон, потому что период полураспада (10,6 мин) такого распада слишком велик, чтобы его учитывать]. Отношение нейтронов к протонам, $n:p$, определяется распределением Больцмана

$$n : p = \exp\left(-\frac{\Delta mc^2}{kT}\right) \quad (4)$$

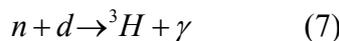
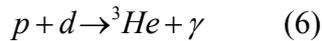
где Δmc^2 – разница масс $n - p$ (1,29 МэВ). При $T=10^{12}$ К, $n/p \sim 1$, при $T=10^{11}$, $n/p \sim 1$ и т.д. При $T=10^{11}$ К комплексное ядро не может возникнуть, поскольку температура ещё слишком высока, чтобы сформировались дейтроны. Когда температура падает до $T=10^{10}$ К ($t \sim 1$ сек), прекращается образование пар e^+/e^- т.к. $kT < 1,02$ МэВ и отношение нейтроны/протоны становится $\sim 17/83$. Ко времени 225 сек это отношение стало 13/87, температура $T \sim 10^9$ К, плотность $\sim 2 \times 10^4$ кг/м³, и начали идти первые реакции нуклеосинтеза.

Особый интерес представляют времена 100 – 1000 секунд после Большого Взрыва. В этот временной интервал остается в основном излучение (и нейтрино), находящееся в тепловом равновесии с небольшой примесью e^- , e^+ и нуклонов (протона и нейтрона). Образование электрон - позитронных пар прекращается при температуре $T < 10^{10}$ К, так как энергии фотонов становятся ниже порога образования e^+e^- - пар (~ 1 МэВ). На этом этапе на каждый нейтрон приходится 5 протонов. Но что нейтрон - частица нестабильная. Период полураспада нейтрона составляет ~ 10 мин. Нейтроны распадаются на протон, электрон и антинейтрино. Однако не этот определяет дальнейшую судьбу нейтронов. В связи с тем, что плотность нейтронов и протонов велика, они начнут активно вступать во взаимодействие, образуя легчайшие ядра d, He, Li. Сначала нейтрон реагирует с протоном с образованием ядер дейтерия. Энергия связи дейтрона всего 2.23 МэВ. Поэтому, легко образуясь, ядра дейтерия также легко распадаются под действием фотонов на протон и нейтрон. Наиболее эффективно ядерные реакции с образованием легких ядер начинают происходить при температурах $< 10^9$ К. В результате ядерных реакций образуются ^2H , ^3He и ^4He .

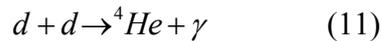
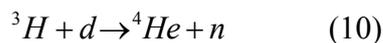
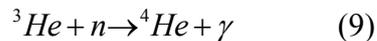
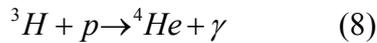
Первые реакции ядерного синтеза производят дейтерий путём простого радиационного захвата:



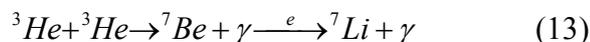
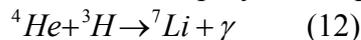
Отметим, что дейтрон может быть разрушен путём поглощения высокоэнергетичного фотона в обратном процессе. В это время дейтрон живёт достаточно долго, чтобы произошли реакции



^3H и ^3He более сильно связаны, чем дейтрон, что позволяет идти дальнейшим реакциям с образованием очень сильно связанной α – частицы:



Дальнейшие реакции с образованием ядра массы $A=5$ не происходят, поскольку не существует стабильного ядра с $A=5$ (или $A=8$). Малое количество ^7Li образуются в реакциях:



Но ядро ^7Li слабо связано, быстро разрушается, так что синтез больших ядер блокируется. Через 30 мин после Большого Взрыва ядерный синтез прекратился. Температура при этом $\sim 3 \times 10^8$ К, а плотность ~ 30 кг/м³. (Для сравнения: плотность паров воды при 1 атм ~ 1 кг/м³, а плотность жидкой воды $\sim 10^3$ кг/м³). Ядерная материя состояла из 76% 76 масс% протонов, 34% масс% α - частиц, со следами дейтерия, ^3He и ^7Li . Отношение γ : n : p было 109:13:87. Отношение r : ^4He : d : ^3He : ^7Li - чувствительная функция плотности барионов во Вселенной (Рис. 12.6).

Пока время синтеза дейтерия существенно меньше времени жизни свободного нейтрона концентрация нейтронов не меняется и составляет 15% от полного числа нуклонов. Так как стабильных ядер с $A = 5$ и 6 не существует, ядерные реакции завершаются в основном с образованием d и ^4He . Выход ^7Be , ^6Li и ^7Li составляет лишь $\sim 10^{-9}$ - 10^{-12} от суммарного выхода изотопов по массе. Практически все нейтроны исчезают, образуя ядра ^4He . При плотности вещества 10^{-3} - 10^{-4} г/см³ вероятность того, что нейтрон и протон не провзаимодействуют за время первичного нуклеосинтеза составляет менее 10^{-4} . Так как в начале на один нейтрон приходилось 5 протонов, соотношение между числом ядер ^4He и p должно быть $\sim 1/10$, что и наблюдается в распространенности элементов в современную эпоху.

Химия началась на 10^6 лет позже, когда температура упала до 2000К и электроны и протоны получили возможность собираться в атомы. Дальнейший ядерный синтез происходит внутри звёзд.

3. ЭВОЛЮЦИЯ ЗВЁЗД

Полагают, что процесс эволюции звёзд состоит из следующих стадий (Рис. 8):



Рис. 8. Основные этапы эволюции массивной звезды

Горение водорода, в результате этого процесса образуются ядра ${}^4\text{He}$.

Горение гелия. В результате реакции ${}^4\text{He} + {}^4\text{He} + {}^4\text{He} \rightarrow {}^{12}\text{C} + \gamma$ образуются ядра ${}^{12}\text{C}$.

α -процесс. В результате последовательного захвата α -частиц образуются ядра ${}^{16}\text{O}$, ${}^{20}\text{Ne}$, ${}^{24}\text{Mg}$, ${}^{28}\text{Si}$...

e -процесс. При достижении температуры $5 \cdot 10^9\text{K}$ в звездах в условиях термодинамического равновесия протекает большое количество разнообразных реакций, в результате

чего образуются атомные ядра вплоть до Fe и Ni. Ядра с $A \sim 60$ - наиболее сильно связанные атомные ядра. Поэтому на них кончается цепочка ядерных реакций синтеза, сопровождающихся выделением энергии.

s -процесс. Ядра тяжелее Fe образуются в реакциях последовательного захвата нейтронов. Последующий β^- -распад повышает порядковый номер образующихся атомных ядер. Интервал времени между последовательными захватами нейтронов больше периодов β^- -распада.

r -процесс. Если скорость последовательного захвата нейтронов гораздо больше скорости β^- -распада атомного ядра, то оно успевает захватить большое число нейтронов и лишь затем, в результате последовательной цепочки β^- -распадов, превращается в стабильное ядро. Обычно считается, что r -процессы происходят в результате взрывов Сверхновых звезд.

P -процесс. Некоторые стабильные нейтронодефицитные ядра (так называемые обойденные ядра) образуются в реакциях захвата протона, в реакциях (β^-, n) или в реакциях под действием нейтрино.

X -процесс. Легкие ядра Li, Be, B образуются в результате взаимодействия космических лучей с космической пылью. (Легкие ядра образуются также на дозвездной стадии эволюции Вселенной.)

Остановимся на некоторых этапах подробнее.

В звёздах протекают разнообразные ядерные реакции, причём сама возможность протекания какой-либо реакции и её тип зависят от масс звезды (Табл. 1).

Табл. 1. Ядерные реакции в звездах различной массы.

Масса, M_{\odot}	Возможные ядерные реакции
0.08	Нет
0.3	Горение водорода
0.7	Горение водорода и гелия
5.0	Горение водорода, гелия, углерода
25.0	Все реакции синтеза с выделением энергии

Масса, M_{\odot} - масса Солнца.

Как сказано выше, нуклеосинтез проходил две стадии: первичный ядерный синтез осуществлялся в ходе Большого Взрыва с образованием легчайших ядер, а более поздние процессы нуклеосинтеза начались

спустя 10^6 лет после большого взрыва и идут до сих пор в звёздах. Нуклеосинтез Большого Взрыва произвёл водород, гелий и следы ${}^7\text{Li}$, тогда как остальные элементы – результат ядерного синтеза в звёздах. Например, измерение спектральных линий звезды показывают присутствие ${}^{99}\text{Tc}$ ($T=2 \cdot 10^5$ лет), что говорит об идущем там и сейчас нуклеосинтезе.

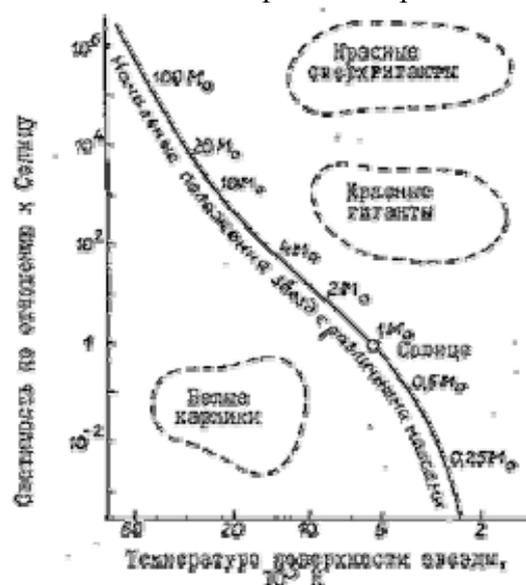


Рис. 9. Диаграмма Hertzsprung-Russell (Гецшпрунга – Рассела, ГП). Кривая – главная последовательность звёзд.

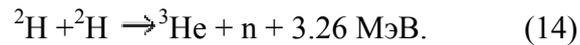
После Большого Взрыва, материал Вселенной был диспергирован. Развились негомогенности, которые под влиянием гравитации сконденсировались в галактики. В пределах этих галактик, облака газообразного водорода и гелия коллапсировали под влиянием гравитации. Сначала, внутреннее тепло этого коллапса

излучалось наружу. По мере того, как газ становится плотнее, увеличивается непрозрачность, и гравитационная энергия, ответственная за коллапс, стала больше сохраняться внутри звезды, чем излучаться в пространство. В конце концов, установилось радиационное равновесие с образованием протозвезды. Протозвезда продолжала сжиматься под влиянием гравитации с непрерывным нагревом внутренности звезды. Когда внутренняя температура достигла $\sim 10^7$ К, начались термоядерные реакции между ядрами водорода, поскольку некоторые протоны стали обладать высокими кинетическими энергиями, превышающими кулоновское отталкивание ядер.

Первое поколение звёзд, сформированное этим путём, названо (по историческим причинам) **III поколением звёзд**. Эти звёзды, состоящие из водорода и гелия, были массивными, относительно короткоживущими и теперь потухли. Осколки этих звёзд были диспергированы и вошли в состав более поздних звёзд.

Звезды конденсировались под действием гравитационных сил из гигантских газовых молекулярных облаков. Масса вещества, сосредоточенного в молекулярных облаках, составила значительную часть всей массы галактик. Эти газовые облака первичного вещества состояли преимущественно из ядер водорода. Небольшую примесь составляли ядра гелия, образовавшиеся в результате первичного нуклеосинтеза в дозвездную эпоху.

Когда масса вещества звезды в результате аккреции достигла 0.1 массы Солнца, температура в центре звезды увеличилась до 1 млн К и в жизни протозвезды начался новый этап - реакции термоядерного синтеза. Однако эти термоядерные реакции существенно отличались от реакций, протекающих в звездах, находящихся в стационарном состоянии, типа Солнца. Дело в том, что протекающие на Солнце реакции слияния двух ядер протия требуют более высокой температуры ~ 10 млн К. Температура же в центре протозвезды составляет всего 1 млн К. При такой температуре эффективно протекает реакция слияния дейтерия:



Дейтерий также как и ${}^4\text{He}$ образуется на дозвездной стадии эволюции Вселенной и его содержание в веществе протозвезды составляет 10^{-5} от содержания протонов. Однако даже этого небольшого количества достаточно для появления в центре протозвезды эффективного источника энергии. Непрозрачность протозвездного вещества приводит к тому, что в звезде начинают возникать конвективные потоки газа. Нагретые пузыри газа устремляются от центра звезды к периферии. А холодное вещество с поверхности спускается к центру звезды и поставляет дополнительное количество дейтерия. На следующем этапе горения дейтерий начинает перемещаться к периферии протозвезды, разогревая её внешнюю оболочку, что приводит к разбуханию протозвезды. Протозвезда с массой, равной массе Солнца, имеет радиус, в пять раз превышающий солнечный.

Сжатие звездного вещества за счет гравитационных сил приводит к повышению температуры в центре звезды, что создает условия для начала ядерной реакции горения водорода. Когда температура в центре звезды повышается до 10-15 млн. К, кинетические энергии сталкивающихся ядер водорода оказываются достаточными для преодоления кулоновского отталкивания и начинаются ядерные реакции горения водорода. Ядерные реакции начинаются в ограниченной центральной части звезды. Начавшиеся термоядерные реакции сразу же останавливают дальнейшее сжатие звезды. Тепло, выделяющееся в процессе термоядерной реакции горения водорода, создает давление, которое противодействует гравитационному сжатию и не позволяет звезде коллапсировать. Происходит качественное изменение механизма выделения энергии в звезде. Если до начала ядерной реакции горения водорода нагревание звезды происходило за счет гравитационного сжатия, то теперь открывается другой механизм - энергия выделяется за счет ядерных реакций синтеза. Звезда приобретает стабильные размеры и светимость, которые для звезды с массой, близкой к солнечной, не меняются в течение миллиардов лет, пока происходит сгорание водорода. Это самая длительная стадия в звездной эволюции. Таким образом, начальный этап термоядерных реакций синтеза состоит в образовании ядер гелия из четырех ядер водорода. По мере того, как в центральной части звезды происходит горение водорода, его запасы там истощаются и происходит накопление гелия. В центре звезды формируется гелиевое ядро. Когда водород в центре звезды выгорел, энергия за счет термоядерной реакции горения водорода не выделяется и в действие вновь вступают силы гравитации. Гелиевое ядро начинает сжиматься. Сжимаясь, ядро звезды начинает нагреваться еще больше, температура в центре звезды продолжает расти. Кинетическая энергия сталкивающихся ядер гелия увеличивается и достигает величины, достаточной для преодоления сил кулоновского отталкивания.



Рис. 10. Эволюция массивной звезды

Следующий этап термоядерной реакции - горение гелия. В результате ядерных реакций горения гелия образуются ядра углерода. Затем начинаются реакции горения углерода, неона, кислорода. По мере горения элементов с большим Z температура и давление в центре звезды увеличиваются со всё возрастающей скоростью, что в свою очередь увеличивает скорость ядерных

реакций (Рис. 10).

Если для массивной звезды (масса звезды ~ 25 масс Солнца) реакция горения водорода продолжается несколько миллионов лет, то горение гелия происходит в десять раз быстрее. Процесс горения кислорода длится 6 месяцев, а горение кремния происходит за сутки. Ядерные реакции синтеза более тяжелых элементов продолжают до тех пор, пока возможно выделение энергии. На завершающем этапе термоядерных реакций в процессе горения кремния образуются ядра в районе железа. Это конечный этап звездного термоядерного синтеза, так как ядра в районе железа имеют максимальную удельную энергию связи. Ядерные реакции, происходящие в звездах в условиях термодинамического равновесия, существенно зависят от массы звезды. Происходит это потому, что масса звезды определяет величину гравитационных сил сжатия, что в конечном итоге определяет максимальную температуру, достижимую в центре звезды.

Если начальная масса звезды превышает $10M_{\odot}$, конечной стадией её эволюции является «взрыв сверхновой». Когда в массивной звезде иссякают ядерные источники энергии, гравитационные силы продолжают сжимать центральную часть звезды. Давления вырожденного электронного газа недостаточно для противодействия силам сжатия. Сжатие приводит к повышению температуры. При этом температура поднимается настолько, что начинается расщепление ядер железа, из которого состоит центральная часть (ядро) звезды, на нейтроны, протоны и α -частицы. При таких высоких температурах ($T \sim 5 \times 10^9$ К) происходит эффективное превращение пары протон + электрон в пару нейтрон + нейтрино. Так как сечение взаимодействия низкоэнергичных нейтрино ($E_{\nu} < 10$ МэВ) с веществом мало ($\sigma \sim 10^{-43}$ см²), то нейтрино быстро покидают центральную часть звезды, эффективно унося энергию и охлаждая ядро звезды. Распад ядер железа на более слабо связанные фрагменты также интенсивно охлаждает центральную область звезды. Следствием резкого уменьшения температуры в центральной части звезды является окончательная потеря устойчивости в звезде. За несколько секунд ядро звезды коллапсирует в сильно сжатое состояние нейтронную звезду или черную дыру. Происходит взрыв сверхновой с выделением огромной энергии. В результате образования ударной волны внешняя оболочка нагревается до температуры $\sim 10^9$ К и выбрасывается в окружающее пространство под действием давления излучения и потока нейтрино. Невидимая до этого глазом звезда мгновенно вспыхивает. Энергия, излучаемая сверхновой в видимом диапазоне, сравнима с излучением целой галактики.

В момент взрыва сверхновой температура резко повышается и во внешних слоях звезды происходят ядерные реакции так называемый взрывной нуклеосинтез. В частности, образующиеся интенсивные потоки нейтронов приводят к появлению элементов в области массовых чисел $A > 60$. Взрыв сверхновой довольно редкое событие. В нашей Галактике, насчитывающей $\sim 10^{11}$ звезд, за последние 1000 лет было замечено всего 3 вспышки сверхновых. Однако частота вспышек сверхновых и количество вещества, выбрасываемого в межзвездное пространство, вполне достаточны для объяснения интенсивности космических лучей. После взрыва сверхновой уплотнившееся ядро звезды может образовать нейтронную звезду или черную дыру в зависимости от массы вещества, оставшегося в центральной части взорвавшейся сверхновой. Таким образом, внутри звезды происходит переплавка водорода в более тяжелые элементы. Затем образовавшиеся элементы рассеиваются в окружающее пространство в результате взрыва сверхновых звезд или в менее катастрофических процессах, происходящих в красных гигантах. Выброшенное в межзвездное пространство вещество используется снова в процессе образования и эволюции звезд второго и последующих поколений. В процессе эволюции звезд поколения I и II происходит образование всё более тяжелых элементов.

Вторая генерация звёзд, названная **II поколением звёзд**, состояла из водорода, гелия и около 1% тяжёлых элементов, таких как углерод и кислород. Наконец, возникло третье поколение звёзд, названное **I поколением звёзд**. Эти звёзды состоят из водорода, гелия и 2-5% тяжёлых элементов. Наше Солнце – типичный представитель I поколения звёзд. Его масса $2,0 \times 10^{30}$ кг, радиус $7,0 \times 10^6$ м (средняя плотность $1,41 \times 10^3$ кг/м³), температура поверхности ~ 6000 К, яркость $3,86 \times 10^{26}$ Ватт. Возраст $4,5 \times 10^9$ лет.

Существует хорошая корреляция между яркостью звезды и температурой её поверхности (**Рис. 9** – ГР - диаграмма). Большинство звёзд, типа Солнца, попадают в узкую щель на этой диаграмме, названной главной последовательностью. Звёзды в этой главной последовательности имеют яркость $L \sim T_{\text{поверх}}^{5.5}$ или в терминах их масс, $L \sim M^{3.5}$. Как долго звезда будет принадлежать главной последовательности, зависит от её массы, которая, в свою очередь, связана со скоростями реакции внутри звезды.

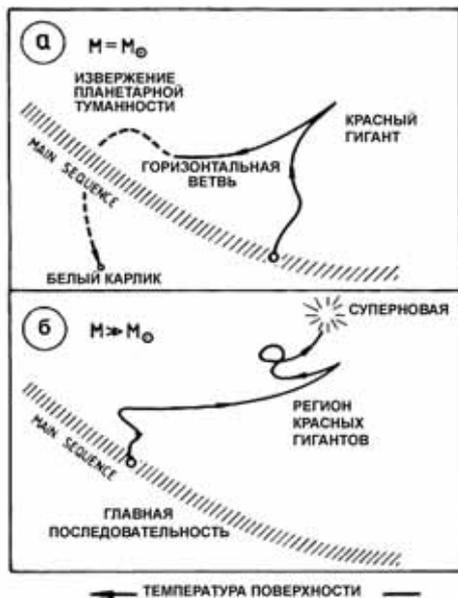
Главная последовательность (ГП) - наиболее населенная область на диаграмме Гецшпрунга - Рессела (ГР). Основная масса звезд на диаграмме ГР расположена вдоль диагонали на полосе, идущей от правого нижнего угла диаграммы в левый верхний угол. Эта полоса называется **главной последовательностью**. Нижний правый угол занят холодными звездами с малой светимостью и малой массой, начиная со звезд порядка 0.08 солнечной массы, а верхний левый угол занимают горячие звезды, имеющие массу порядка 60-100 солнечных масс и большую светимость. Фаза эволюции, соответствующая главной последовательности, связана с выделением энергии в процессе превращения водорода в гелий, и так как все звезды ГП имеют один источник энергии, то положение звезды на диаграмме ГР определяется её массой и в малой степени химическим составом. Основное время жизни звезда проводит на ГП и поэтому ГП - наиболее населенная группа на диаграмме ГР (до 90% всех звезд лежат на ней).

В верхнее-правой части ГР диаграммы находится группа звёзд (красные гиганты или супергиганты) больших радиусов, которые относительно холодные (3000-4000K). Звёзды главной последовательности смещаются в эту область, когда ядерная энергия, освобождаемая в ядерных реакциях, происходящих в звёздах, становится недостаточной для поддержания яркости, характерной для главной последовательности. Ожидают, что Солнце будет $\sim 7 \times 10^9$ лет относиться к главной последовательности прежде чем станет красным гигантом. В более близкое время $1,1-1,5 \times 10^9$ лет Солнце медленно увеличит свою светимость на $\sim 10\%$, вероятно приведя к прекращению жизни на Земле.

В нижнее-левой части ГР диаграммы, расположена группа ярких звёзд малой плотности ($T > 10^4 \text{K}$), названных белыми карликами. Белые карлики – продукт эволюции красных гигантов с массами 0,1 – 1,4 от массы Солнца. Красные гиганты – гелий сжигающие звёзды, и когда гелий сгорает, звезда становится нестабильной, выбрасывает своё покрытие, создаёт планетарную туманность и перемещается на ГР диаграмме через главную последовательность к белым карликам (**Рис. 10**).

Рис. 11. Схема эволюции (а) звезды с массой примерно равной солнечной, и (б) более массивной звезды.

Массивные красные гиганты ($M > 8$ солнечных масс) подвергаются более эффективному смертельному циклу, со сжатием, с увеличением температуры, приводящим к сжиганию гелия, углерод-кислород сжиганию, сжиганию кремния, и вероятно производству элементов вблизи железа. Свою жизнь они оканчивают взрывом (**Рис.**



11).

Взрывной конец этих звёзд может приводить к образованию новых и суперновых, т.е. звёзд, с резко увеличенной яркостью. В этом процессе, внешняя часть звезды, содержащая только $\sim 10^{-3}$ её массы, выбрасывается с выделением $\sim 10^{45}$ эрг. Сверхновая – результат эффективного взрыва, в котором яркость звезды увеличивается в 10^6-10^9 раз, выделяя за секунды $\sim 10^{45}$ эрг. Мы наблюдаем появление 10 новых звёзд в год и только 2-3 суперновых за столетие. Суперновые классифицируются как тип I (низкое содержание водорода, высокое «тяжёлых» элементов от кислорода до железа) и тип II (преимущественно водород, с малым количеством тяжёлых элементов). Некоторые суперновые приводят к образованию **нейтронных звёзд** - гигантских ядер, состоящих из чисто нейтронной материи.

При взрыве сверхновой с массой $M \sim 25 M_{\odot}$ (M_{\odot} - масса Солнца) остаётся плотное нейтронное ядро (нейтронная звезда) с массой $\sim 1.6 M_{\odot}$. В звездах с остаточной массой $M > 1.4 M_{\odot}$, не достигших стадии сверхновой, давление вырожденного электронного газа также не в состоянии стабилизировать гравитационное давление и звезда сжимается до состояния, пока не будет достигнута плотность ядерной материи. Механизм этого гравитационного коллапса тот же, что и при взрыве сверхновой. Дальнейшему гравитационному сжатию препятствует наличие отталкивательной сердцевины нуклон-нуклонного взаимодействия (гравитационное давление уравнивается давлением нейтронного газа). Плотность вещества нейтронной звезды достигает $10^{14}-10^{15} \text{ г/см}^3$. Её характерный размер 10-15 км.

Если при взрыве сверхновой сохраняется остаток массы $M > 3M_{\odot}$, такой объект не может существовать в виде устойчивой нейтронной звезды. Ядерные силы отталкивания на малых расстояниях не в состоянии противостоять дальнейшему гравитационному сжатию звезды. Возникает необычный объект, достигающий размеров сферы Шварцшильда - чёрная дыра. Основное свойство звезды, поверхность которой достигает сферы Шварцшильда состоит в том, что никакие сигналы, испускаемые в пределах этой сферы, не могут выйти наружу и достигнуть внешнего наблюдателя. Шварцшильдовский радиус звезды с массой Солнца равен 3 км.

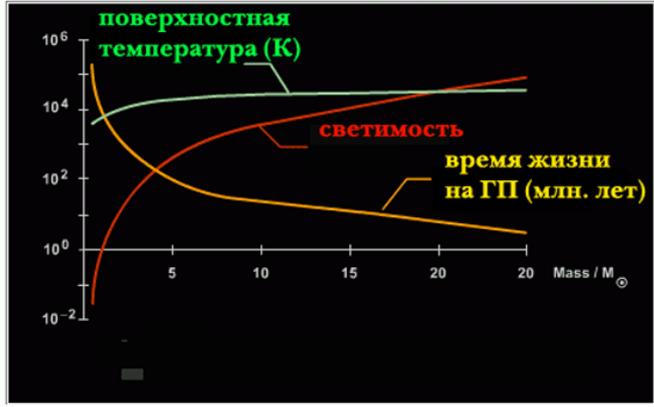


Рис. 12. Поверхностная температура, светимость и время жизни для звезд главной последовательности

Звезды проводят большую часть своей жизни на главной последовательности. В общем, более массивные звезды живут меньше, чем менее массивные. Казалось бы, что звезды, имеющие большее количество водорода для горения должны были бы расходовать его дольше, но это не так, потому что они используют свои ресурсы быстрее. Например, если расчётное время жизни Солнца на главной последовательности составляет 10^{10} лет, то звезда в 10 раз

массивней Солнца будет жить в 1000 раз меньше, т.е. 10^7 лет. По мере увеличения массы наиболее массивных звёзд время жизни перестает увеличиваться и стремится к величине ~ 3.5 млн. лет, что очень мало по космическим масштабам.

4. СКОРОСТЬ ТЕРМОЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

Прежде, чем обсуждать ядерные реакции, вовлечённые в звёздный нуклеосинтез, необходимо обсудить скорости реакций, реализующихся в «термальном супе». Скорость реакции определяет её важность. Под термином термомолекулярная реакция понимают ядерную реакцию, в которой энергия соударения ядер - это термическая энергия частиц в горячем газе. Оба реагирующих ядра движутся навстречу друг другу, и следует учесть их относительные скорости (энергия центра масс). Для ядерных реакций в лабораторных условиях скорость реакции:

$$R = N\sigma\phi, \quad (15)$$

где скорость реакции R имеет размерность продукт/сек, σ - поперечное сечение реакции (см^2), ϕ - начальный поток частиц (част/сек) и N - число атомов мишени атом/ см^2 . Для астрофизических реакций скорость реакции

$$R = N_x N_y \int_0^{\infty} \sigma(v) v dv = N_x N_y \langle \sigma v \rangle \quad (16)$$

где v - относительная скорость ядер x и y , каждый из которых присутствует в концентрации N_i (частиц/ см^3), величина $\langle \sigma v \rangle$ - усреднённая по температуре скорость реакции пары частиц. Чтобы быть уверенными, что двойного счёта соударений идентичных частиц не происходит, выше приведённое уравнение следует преобразовать к виду:

$$R = \frac{N_x N_y \langle \sigma v \rangle}{1 + \delta_{xy}} \quad (17)$$

где δ_{xy} - дельта символ Кронекера (равен 0, если $x \neq y$, и 1, если $x = y$). Заметим, что среднее время жизни ядра тогда $\frac{1}{N_x \langle \sigma v \rangle}$.

В горячем газе скорость каждого компонента задаётся распределением Максвелла-Больцмана:

$$P(v) = \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{mv^2}{2kT} \right) \quad (18)$$

где m - масса частицы, k - константа Больцмана, и T - температура газа. Интегрирование по всем скоростям для реагирующих частиц x и y даёт

$$\langle \sigma v \rangle = \left(\frac{8}{\pi \mu} \right)^{1/2} \frac{1}{(kT)^{3/2}} \int_0^{\infty} \sigma(E) E \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) dE \quad (19)$$

где $\mu = \frac{m_x m_y}{m_x + m_y}$. Скорости R звёздных ядерных реакций прямо пропорциональны зависящему от температуры параметру $\langle \sigma v \rangle$.

Для медленных реакций без резонансов $\sigma_n(E) \sim 1/v_n$, так что $\langle \sigma v \rangle$ постоянен. Для реакций на заряженных частицах, нужно преодолеть кулоновские силы отталкивания между положительно заряженными ядрами. Для простейшей реакции $p+p$ кулоновский барьер равен 550 кэВ. Но, в типичных звёздах типа Солнца, $kT=1,3$ кэВ, поэтому ядерные реакции здесь протекающие являются подбарьерными, и реализуемые реакции – результат проникновения сквозь барьер. (Для протон-протон энергии центра масс равной 1 кэВ, вероятность проникновения через барьер $\sim 2 \times 10^{-10}$). При этих экстремальных суббарьерных энергиях, фактор барьерного проникновения можно аппроксимировать как:

$$P = \exp\left(-\frac{2\pi Z_1 Z_2 e^2}{\hbar v}\right) = \exp\left[-31,29 Z_1 Z_2 \left(\frac{\mu}{E}\right)^{1/2}\right] \quad (20)$$



где E в кэВ и μ - в атомных единицах. Туннельная вероятность называется фактором Гамова.

Рис. 13. Скорость солнечной нерезонансной ядерной реакции как функция температуры.

Поперечное сечение также пропорционально $\pi \lambda^2 \propto \frac{1}{E}$. Сечение нерезонансных реакций, индуцированных заряженными частицами, можно выразить как

$$\sigma(E) = \frac{1}{E} \exp\left[-31,29 Z_1 Z_2 \left(\frac{\mu}{E}\right)^{1/2}\right] S(E) \quad (21)$$

где функция $S(E)$ – так называемый астрофизический S фактор, собравший все константы и параметры, описывающие ядро. Подставив это выражение в уравнение для $\langle \sigma v \rangle$, получим:

$$\langle \sigma v \rangle = \left(\frac{8}{\pi \mu} \right)^{1/2} \frac{1}{(kT)^{3/2}} \int_0^{\infty} S(E) \exp\left(-\frac{E}{kT} - \frac{b}{E^{1/2}}\right) dE \quad (22)$$

где $b = 0,989 Z_1 Z_2 \mu^{1/2}$ (МэВ) $^{1/2}$. Это уравнение - сочетание распределения Максвелла-Больцмана, которое даёт пик при низких энергиях, и фактора Гамова, который увеличивается с увеличением энергии. Произведение этих двух членов имеет пик в области перекрывания этих двух функций, названный пиком Гамова (**Рис. 13**).

Этот пик возникает при энергии $E_0 = \left(\frac{bkT}{2}\right)^{2/3}$.

Для реакций, включающих изолированные одиночные резонансы или широкие резонансы, можно вывести дополнительные формулы для $\sigma(E)[R+R]$, которые в форме Брейта-Вигнера:

$$\sigma(E) = \pi \lambda^2 \left[\frac{J_r + 1}{(2J_x + 1)(2J_y + 1)} \frac{\Gamma_{in} \Gamma_{out}}{(E - E_r)^2 + \frac{\Gamma_{tot}^2}{4}} \right] \quad (23)$$

где J_x, J_y, J_r – спины взаимодействия частиц и резонансов, а $\Gamma_{in}, \Gamma_{out}, \Gamma_{tot}$ – парциальные ширины каналов входа и выхода и общая ширина, соответственно.

5. ЗВЁЗДНЫЙ НУКЛЕОСИНТЕЗ

5.1 Ядерные реакции в звёздном нуклеосинтезе

После ядерного синтеза в Большом Взрыве, возникла Вселенная, состоящая на $\sim 75\%$ водорода и $\sim 25\%$ гелия со следами ${}^7\text{Li}$. Звёздный нуклеосинтез продолжался синтезом химических элементов. Начиная с 10^6 лет после Большого Взрыва, последовавший гравитационный коллапс и увеличение температуры вызывали

многочисленные реакции синтеза, сопровождающихся выделением энергии, которые остановили коллапс. Стартуя с водорода и гелия, реакции синтеза производят ядра вплоть до максимума на кривой энергии связи ядер при $A \sim 60$. Предельная температура этих реакций $\sim 5 \times 10^9$ К, где $kT \sim 0,4$ МэВ. Список реакций представлен в Табл. 2.

Табл. 2. Ядерные реакции, включённые в звёздный нуклеосинтез

Топливо	T	kT , МэВ	Продукты
^1H	5×10^7	0,002	^4He
^4He	2×10^8	0,02	$^{12}\text{C}, ^{16}\text{O}, ^{20}\text{Ne}$
^{12}C	8×10^8	0,07	$^{16}\text{O}, ^{20}\text{Ne}, ^{24}\text{Mg}$
^{16}O	2×10^9	0,2	$^{20}\text{Ne}, ^{28}\text{Si}, ^{32}\text{S}$
^{20}Ne	$1,5 \times 10^9$	0,13	$^{16}\text{O}, ^{24}\text{Mg}$
^{28}Si	$3,5 \times 10^9$	0,3	$A < 60$

Продукты этих реакций распределяются в галактике путём медленной эмиссии из красных гигантов и путём катастрофических взрывов новых и суперновых звёзд. Этот диспергированный материал конденсируется в поколении II, а позднее - в поколении I звёзд, где дополнительные ядерные реакции создают ядра с нечётным A и являются источниками свободных нейтронов. Эти нейтроны обеспечивают протекание медленных реакций захвата нейтронов (s -процесс), приводящих к синтезу ядер с $A > 60$. Высокотемпературные фотоядерные реакции и реакции захвата быстрых нейтронов в суперновых заключают реакции нуклеосинтеза.

S-процесс или медленный процесс захвата нейтронов - процесс образования более тяжёлых ядер из более лёгких путём последовательного захвата нейтронов. Характерное время протекания s -процессов много больше периода β -распада, поэтому в них включаются либо стабильные ядра, либо β^- -радиоактивные ядра, имеющие большие периоды полураспада. Исходным элементом в s -процессе служит изотоп железа ^{56}Fe .

5.2 Горение водорода

При температурах менее 10^7 К начинаются реакции **горения водорода**. Возможны две различные последовательности реакций преобразования 4-х ядер водорода в ядро ^4He , которые могут обеспечить достаточное выделение энергии для поддержания светимости звезды:

- протон - протонная цепочка (pp - цепочка), в которой водород превращается непосредственно в гелий;
- углеродно - азотно - кислородный цикл (CNO - цикл), в котором в качестве катализатора участвуют ядра C, N и O.

Какая из этих двух реакций играет более существенную роль, зависит от температуры звезды. В звездах, имеющих массу, сравнимую с массой Солнца, и меньше, доминирует протон - протонная цепочка. В более массивных звездах, имеющих более высокую температуру, основным источником энергии является CNO - цикл. При этом необходимо, чтобы в составе звездного вещества присутствовали ядра C, N и O. Температура внутренних слоев Солнца составляет $1,5 \cdot 10^7$ К и доминирующую роль в выделении энергии играет протон - протонная цепочка.

Сначала рассмотрим **протон-протоновую цепочку**.

Первая стадия звёздного нуклеосинтеза, который до сих пор происходит в звёздах, таких, как наше Солнце, - сгорание водорода. При сгорании водорода, протоны конвертируются в ядра ^4He . Так как здесь не присутствуют свободные нейтроны, реакции отличаются от характерных для нуклеосинтеза в Большом Взрыве.

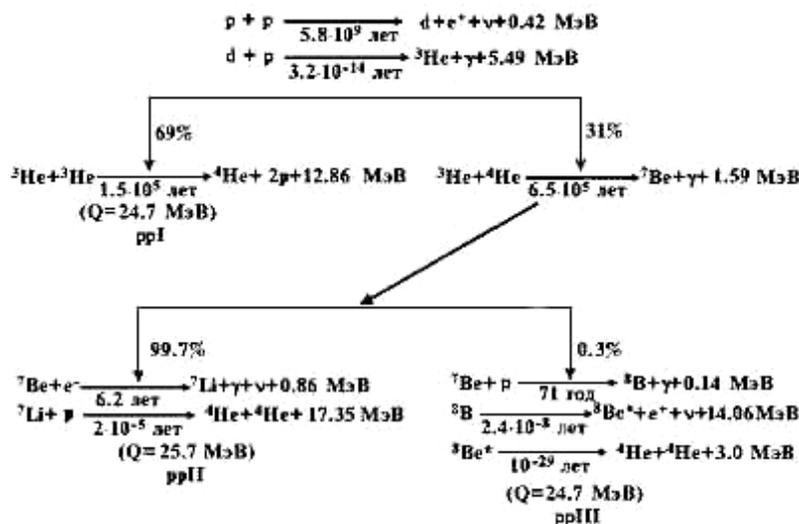


Рис. 14. Протон - протонная цепочка ядерных реакций на Солнце.

Протон - протонная цепочка представлена на Рис. 14. Под каждой стрелкой приведено либо время t протекания данной реакции в условиях Солнца, либо период полураспада $T_{1/2}$ ядра. Для каждой реакции приведено энерговыделение (энергия реакции Q).

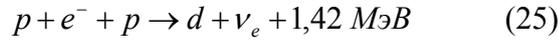
Первая реакция - взаимодействие двух ядер

водорода с образованием дейтрона, позитрона и нейтрино. Эта реакция является скоростью определяющей всей *pp*-цепочки ($t = 5.8 \cdot 10^9$ лет).



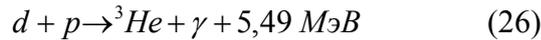
где выделяющаяся энергия распределяется между двумя лептонами.

Температура на Солнце $T \sim 15 \cdot 10^6$ К ($kT \sim 1$ кэВ). Протон-протон (*pp*) реакция – процесс слабого взаимодействия и при указанных энергиях протонов имеет очень малое сечение, $\sim 10^{-47}$ см². Результирующая скорость реакции равна $5 \cdot 10^{-18}$ реакц/вторич/протон. Существует маловероятный (0,4%) вариант реакции, названный *pp*-реакцией, который тоже приводит к синтезу дейтрона:



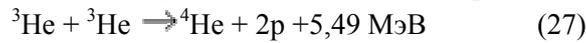
Эта редкая реакция – источник энергетического нейтрино из Солнца.

На втором этапе в результате взаимодействия образовавшегося дейтрона с водородом происходит образование изотопа ³He с испусканием γ -кванта.

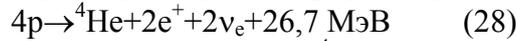


Скорость этого сильного взаимодействия в $\sim 10^{16}$ раз больше слабой *p+p* реакции.

Далее может реализоваться одна из двух возможностей. С вероятностью 69% происходит реакция:



Эта реакция, при комбинировании с двумя предыдущими (*p+p* и *d+p*) соответствует общей реакции



С вероятностью 31% идёт реакция с участием дозвездного ⁴He

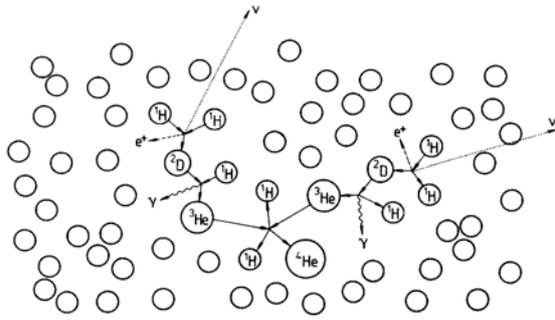
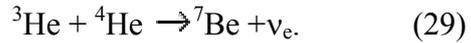
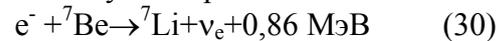


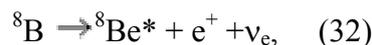
Рис. 15. Схема *ppI* цепочки.

⁷Be распадается по типу электронного захвата:



Замечание. Процесс электронного захвата идёт не путём захвата орбитального электрона у ⁷Be, т.к. он полностью ионизирован в звезде, а захватывает электрон из свободного континуума. Как следствие, период полураспада 120 дней, а не 77 дней, как у земного нуклида.

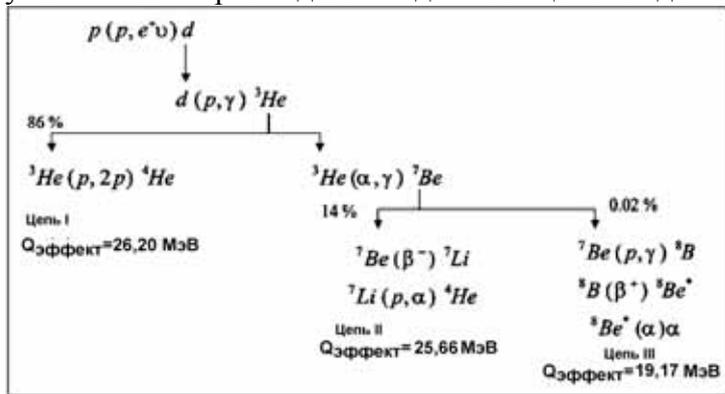
⁷Be в 99.7% случаев вступает в реакцию с электроном (*ppII* - цепочка) и в 0.3% случаев - с протоном (*ppIII* - цепочка).



Эта реакция даёт поток высокоэнергичных нейтрино, доступный для регистрации.



Полная энергия, выделяющаяся в результате синтеза изотопа ⁴He из 4 протонов, составляет 24.7 МэВ - для цепочек *ppI*, *ppIII* и 25.7 МэВ для цепочки *ppII*. Образующиеся при синтезе позитроны аннигилируют, увеличивая энерговыделение для всех цепочек до 26.7 МэВ.



Последовательность реакций, названная *ppI* цепочкой, ответственна за 91% солнечной энергии. Схема реакции представлена на **Рис. 14**.

Рис. 16. Три цепочки ядерных реакций, приводящие к сжиганию водорода и конверсии протонов в ⁴He. Скорость лимитирующей стадией во всех реакциях является первая реакция создания дейтерия.

Возникший по реакции (30) ⁷Li подвергается захвату протона:



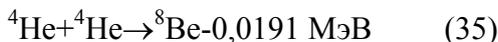
Эта последовательность реакций (*p+p*, *d+p*, ³He+⁴He, ⁷Be ЭЗ, ⁷Li(*p*, α)) соответствует *ppII* процессу, который ответственен за 7% солнечной энергии.

В каждом *pp*-процессе, некоторая энергия уносится путём испускания нейтронов. В *ppI* процессе, потеря 2%, в *ppII*-процессе 4% и 28,3% в *ppIII*-процессе. Эти *pp*-цепочки показаны вместе на **Рис. 16**.

5.3 Горение гелия

В конце концов, водородное топливо в звезде исчерпывается и начинается гравитационный коллапс. Он приводит к увеличению температуры до $\sim 1-2 \times 10^8 \text{K}$ (с плотностью $\sim 10^8 \text{ кг/м}^3$). В Красном Гиганте начинается сжигание гелия.

Первая реакция:



но ${}^8\text{Be}$ нестабилен ($T = 6.7 \times 10^{-27}$ сек) и поэтому этот процесс сдерживается коротким временем жизни и низкой переходной популяцией ядер Be. Вместо этого идёт так называемый 3α -процесс:



Трёхтельная реакция является редкой, она идёт через резонанс в ${}^{12}\text{C}$.

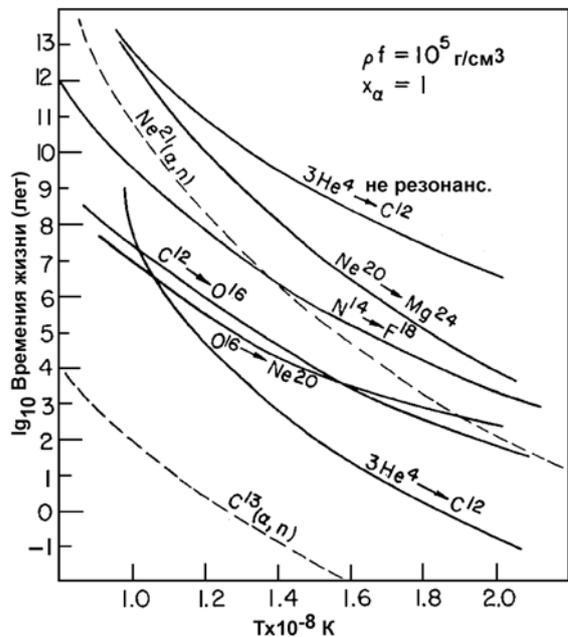
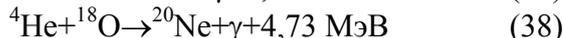
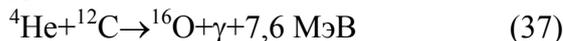
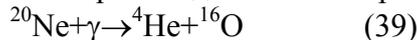


Рис. 17. Средние времена жизни различных реакций нуклеосинтеза с участием α -частиц, как функция температуры. Среднее время жизни обратнопропорционально скорости реакции.

После накопления значительного количества ${}^{12}\text{C}$, идут реакции α - захвата:



Сжигание неона происходит по таким реакциям, как:

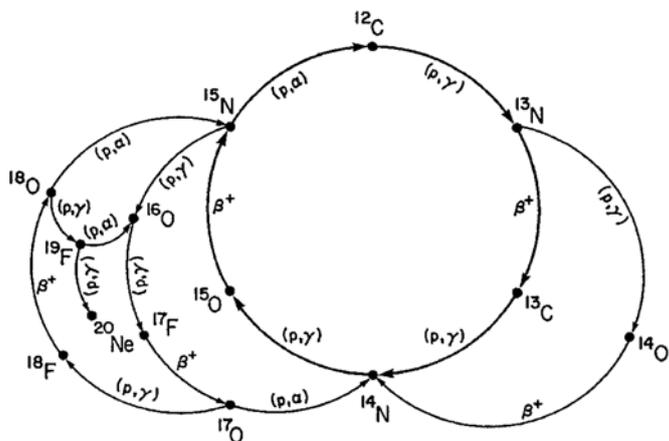


Относительные скорости этих и связанных с ними процессов представлены на **Рис. 17**.

5.4 Синтез ядер с $A < 60$

В конце концов гелий в звезде исчерпывается, развивается гравитационный коллапс и температура увеличивается до $6 \times 10^8 - 2 \times 10^9 \text{ K}$ ($kT \sim 100 - 200 \text{ кэВ}$). В этом состоянии возможны реакции синтеза типа « α -кластеров».

В популяциях звёзд II и I присутствуют такие элементы как углерод, азот и кислород (CNO), приводя к другому набору ядерных реакций, общий эффект которых заключается в конверсии $4p \rightarrow {}^4\text{He} + 2e + 2\nu_e$. «Тяжёлые» ядра действуют как катализаторы этих реакций.

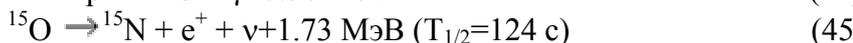
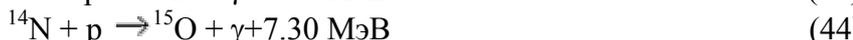


Группа реакций обозначается как **CNO-цикл** и осуществляется при высоких температурах, где кулоновский барьер для этих реакций легче преодолеть. На нашем Солнце 98% энергии приходится от pp цепочки и только 2% от CNO-цикла. Существует несколько боковых цепей этого цикла (**Рис. 18**).

Рис. 18. CNO-цикл с боковыми цепями.

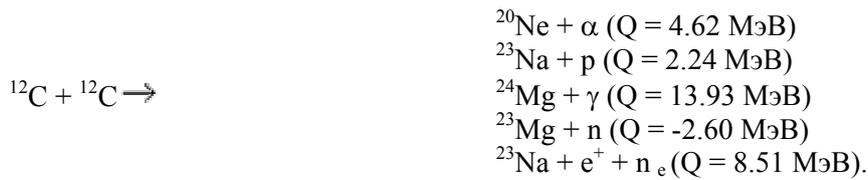
Особенность CNO-цикла состоит в том, что он, начинаясь с ядра углерода, сводится к последовательному добавлению 4 - х протонов с образованием в конце CNO - цикла ядра ${}^4\text{He}$.

Последовательность реакций имеет вид:





Горение углерода начинается при температуре около $8 \times 10^8 \text{ К}$ и плотности $\sim 10^5 \text{ г/см}^3$. Основные реакции горения углерода следующие:



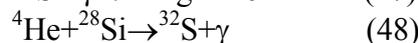
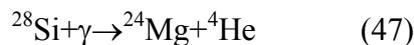
$$(T_{1/2} = 12.1 \text{ с})$$

Следующая стадия - **горение кислорода** - начинается при температуре $T = 2 \cdot 10^9 \text{ К}$. Основные реакции:



Характерные особенности реакций горения углерода и кислорода следующие:

1. Большое число различных каналов реакции.
2. Протоны, нейтроны, γ -кванты, образующиеся в конечном состоянии, быстро вступают в новые реакции, что значительно расширяет число возможных реакций и изотопов.
3. Основным продуктом горения углерода и кислорода является ядро ^{28}Si . В этом случае удельная энергия связи имеет максимум.
4. Резкое увеличение нейтринной светимости звезды при переходе от реакций горения углерода к реакциям горения кислорода. При изменении температуры в центре звезды от $0.5 \cdot 10^9 \text{ К}$ до $2.5 \cdot 10^9 \text{ К}$ нейтринная светимость для массивной звезды возрастает на шесть порядков. Ветвь реакций сжигания кислорода производит ^{28}Si и ^{32}S . Дальнейшее возрастание температуры до $5 \times 10^9 \text{ К}$ приводит к серии реакций сжигания кремния, включая равновесие между фоторазложением и процессом радиационного захвата типа:



Характерные условия горения кремния - температура $(3 - 5) \cdot 10^9 \text{ К}$, плотность $10^5 - 10^6 \text{ г/см}^3$. С началом горения кремния происходит изменение процесса горения.

Кулоновский барьер слишком велик для эффективного образования ядер ^{56}Ni непосредственно в реакции:

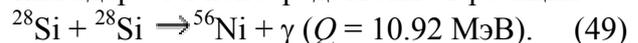
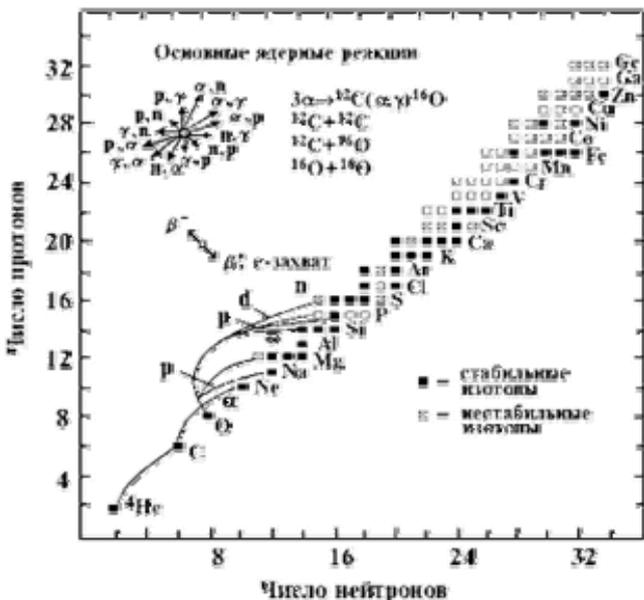


Рис. 19. Ядерные реакции, приводящие к синтезу элементов от гелия до германия.



На этой стадии звездной эволюции массивных звезд существенную роль начинают играть многочисленные реакции с участием нейтронов, протонов, α -частиц и γ -квантов. Эти реакции приводят к образованию элементов в районе железного максимума на основе исходных ядер ^{28}Si . На **Рис. 19** приведена совокупность ядерных реакций, приводящих к синтезу элементов от гелия до германия. На стадии горения кремния звезда достигает максимального размера, т.к. при истощении в центре звезды последовательно запасов водорода, гелия, кислорода, кремния, ядро звезды сжимается, плотность в центре звезды последовательно увеличивается, а термоядерные реакции синтеза перемещаются на периферию звезды, приводя к расширению её оболочки. Если на начальной стадии звезды она имела однородный состав и в основном состояла из водорода и гелия, то теперь она имеет слоистый состав. В центре звезды содержатся тяжелые элементы группы железа, никеля, а на периферии расположены более лёгкие элементы. Внешняя оболочка состоит из водорода.

$$\frac{dN_A}{dt} = \sigma_{A-1}N_{A-1} - \sigma_A N_A \quad (61)$$

где σ_i и N_i сечение захвата и число ядер (распространённость) для ядра i , соответственно.

При равновесии

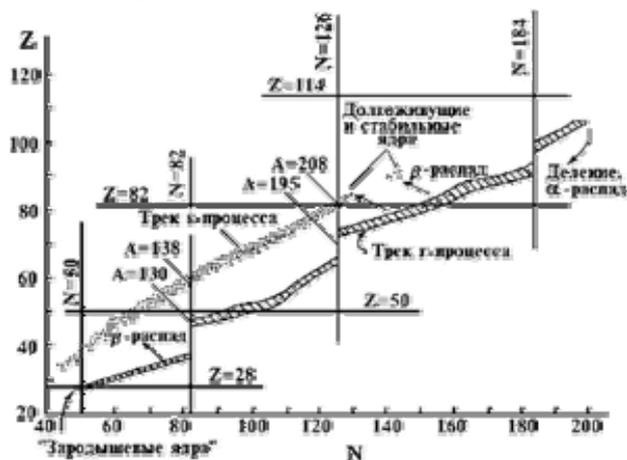
$$\frac{dN_A}{dt} = 0 \quad (62)$$

Таким образом

$$\sigma_{A-1}N_{A-1} = \sigma_A N_A \quad (63)$$

Это соотношение между соседними стабильными ядрами в обозначениях s -процесса.

Рис. 22. Треки, вдоль которых идёт захват нейтронов в s - и r -процессах. r -Процесс рассчитан для следующих начальных условий: $T = 1.8 \cdot 10^9$ К и $\rho_n = 10^{28}$ нейтронов/см³. Точками отмечена полоса стабильности.



Подходящие условия для образования ядер в s -процессе существуют в красных гигантах. За счет s -процесса можно объяснить образование всех элементов вплоть до $Z = 83$. Ядра с $Z = 84-89$ не имеют стабильных изотопов и являются радиоактивными.

Поэтому в s -процессе преодолеть эту область Z невозможно. В то же время в природе существуют ядра с $Z = 90$ (торий) и $Z = 92$ (изотопы урана ²³⁵U и ²³⁸U). Для объяснения существования этих ядер необходимо предположить их образование в результате быстрого захвата нейтронов нестабильными ядрами в результате r -процесса.

5.5.2 r -Процесс

Если временная шкала реакций захвата нейтронов намного меньше, чем времена жизни β^- -распада, тогда происходит быстрый захват нейтронов или r -процесс.

r -процесс или быстрый процесс захвата нейтронов - процесс образования более тяжёлых ядер из более лёгких путём последовательного захвата нейтронов в ходе (n,γ) реакций. Захват нейтронов продолжается до тех пор, пока темп захвата нейтронов (n,γ) выше, чем темп распада изотопа. Затем атом претерпевает β^- -распад и захват нейтронов продолжается. Вероятные условия протекания r -процесса в звёздах: 1) Ударная волна, образующаяся при взрыве сверхновой, проходя по гелиевому и неоновому слоям, вызывает реакцию $^{22}\text{Ne} + ^4\text{He} \rightarrow ^{25}\text{Mg} + ^1_0\text{n}$ с требуемой концентрацией нейтронов. 2) Центральная часть массивной звезды, находящейся в стадии предсверхновой, содержит большое количество нейтронов и α -частиц, образующихся при фоторасщеплении железа $^{56}\text{Fe} + \gamma \rightarrow ^{13}\text{C} + 4^1_0\text{n}$ на заключительной стадии эволюции. В центре такой звезды создаются условия для взрывного синтеза элементов.

Многие ядра тяжелее железа, включая все ядра тяжелее ²⁰⁹Bi, образуются в r -процессе путем быстрого последовательного захвата большого количества нейтронов. Главное условие - скорость захвата нейтронов должна быть больше скорости β^- -распада. Основной механизм захвата нейтронов - реакция (n,γ) . Захват нейтронов происходит до тех пор, пока скорость реакции (n,γ) не станет меньше скорости распада изотопа. Образующееся ядро распадается затем в результате β^- -распада и вновь начинается последовательный захват нейтронов. Линия, вдоль которой происходит образование ядер в r -процессе, смещена на 5-10 нейтронов от дорожки стабильности (трека s -процесса) в направлении нейтроноизбыточных изотопов (**Рис. 22**). r -процесс прекращается, если уменьшаются требуемые концентрации нейтронов или если в последовательной цепочке ядер образуется ядро, распадающееся в результате β^- -распада или деления. Считается, что высокие концентрации нейтронов, необходимые для r -процесса, образуются при вспышках сверхновых звезд.

Для r -процесса нуклеосинтез необходима большая плотность нейтронов, $\sim 10^{28}/\text{м}^3$, которая приводит к временам захвата порядка долей секунды. Такой процесс может происходить в суперновых звёздах. В r -процессе, большое число последовательных захватов происходит до тех пор, пока процесс не будет прекращён нейтронной эмиссией или, в случае тяжёлых элементов, делением. Легчайшие ядра захватывают нейтроны до тех пор, пока они не достигнут точки, где время жизни β^- -распада уменьшается и β^- -распад будет заканчиваться захватом нейтрона. r -процесс ответствен за синтез всех ядер с $A > 209$ и многих ядер меньшей массы.

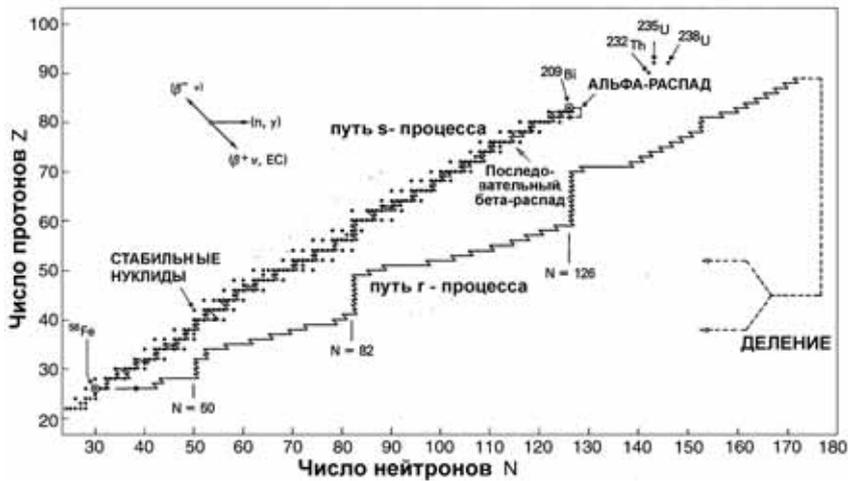


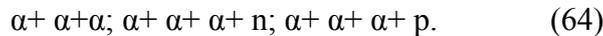
Рис. 23. Пути захвата нейтронов для *s*- *r*-процессов.

На графике зависимости распространённости от атомного веса *A* имеют место два пика вблизи магических чисел (*N*=50, 82, 126). Пик для низких *A* вызван *r*-процессом, который достигает магического числа нейтронов при более низких значениях *Z*, чем *s*-процесс. Пики появляются из-за стабильности ядер с *N*=50, 82, 126

относительно нейтронного захвата. Типичный путь *r*-процесса показан на **Рис. 23**. Заметим, что кривая с ростом атомного номера поднимается вплоть до магического числа нейтронов. На каждом зигзаге имеется максимум на изотопном выходе после распада.

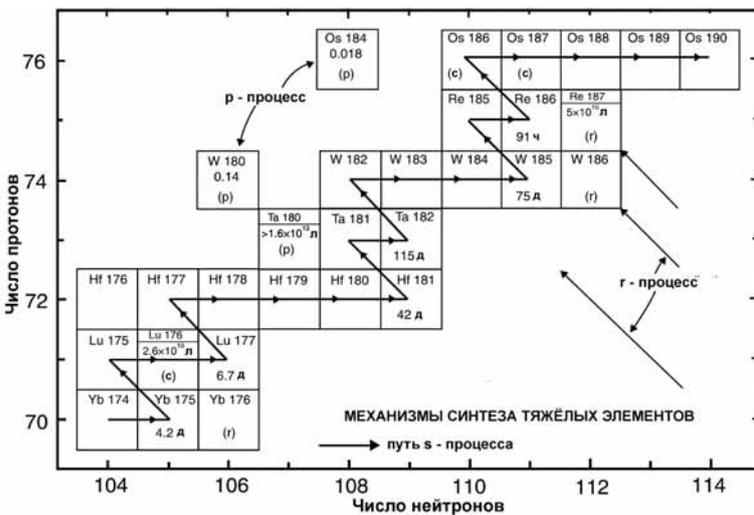
Один из аргументов в подтверждение *r*-процесса в звездах - наличие сдвоенных максимумов, коррелирующих с магическими числами нейтронов *N* = 50, 82 и 126. Максимумы при *A*=90, 138 и 208 характеризуют ядра, образующиеся в *s* - процессе. Максимумы, расположенные при меньших значениях *A* = 80, 130 и 195 характеризуют ядра, образующиеся в *r* - процессе. *r* - Процесс прекращается, если уменьшаются требуемые концентрации нейтронов или если в последовательной цепочке ядер образуется ядро, распадающееся в результате α - распада или деления. Считается, что высокие концентрации нейтронов, необходимые для *r*-процесса, образуются при вспышках сверхновых звезд.

Центральная часть звезды содержит большое количество нейтронов и α -частиц, образующихся при фоторасщеплении железа $^{56}\text{Fe} \rightarrow 13\alpha + 4n$ на заключительной стадии эволюции. В центре звезды создаются условия для взрывного синтеза элементов. В связи с тем, что плотность вещества сравнима с плотностью ядерной материи, существенную роль будут играть многочастичные ядерные реакции слияния нескольких α -частиц и нуклонов типа:



При этом легко преодолевается область нестабильных ядер с *A* = 5 и 8. В результате этих многочастичных реакций в условиях высокой плотности возникают ядра в районе железного пика, на которых и будет происходить *r*-процесс.

Рис. 24. Часть карты тяжёлых элементов ядер, демонстрирующая относительную роль *s*, *r* и *p* - процессов в нуклеосинтезе.



5.5.3 *p*-Процесс

Другой важный процесс, приводящий к синтезу некоторых обогащённых протонами ядер с $70 < A < 200$, называется *p*-процессом.

***p*-Процесс** - образование редких, богатых протонами ядер путём захвата протонов или позитронов, так как ни одним процессом нейтронного захвата эти ядра не могут быть созданы. К таким ядрам следует в первую очередь отнести изотопы олова ^{111}Sn , ^{112}Sn и ^{115}Sn . Однако физические модели условий протекания *p*-процесса в звездах остаются пока в большей степени неоднозначными по сравнению с процессами захвата нейтронов.

p-Процесс состоит из серии фотоядерных реакций (γ, p), (γ, α), (γ, n) на ядрах, образовавшихся в *s*- и *r*-процессах. (Ранее полагали, что процесс захвата протона в течение суперновой ответственен за эти ядра, но было найдено, что плотности нейтронов слишком малы, чтобы объяснить наблюдаемые распространённости). Температура в ходе взрыва суперновой $\sim 3 \times 10^9 \text{K}$, генерирует реликтовое излучение, способное вызвать фотоядерные реакции. *p*-Процесс вносит малый вклад в распространённость большинства элементов, но есть ядра (^{190}Pt , ^{168}Yb), которые синтезируются исключительно этим процессом. относительная важность *s*, *r* и *p*-процессов рассматриваем здесь в нуклеосинтезе показаны на **Рис. 24**.

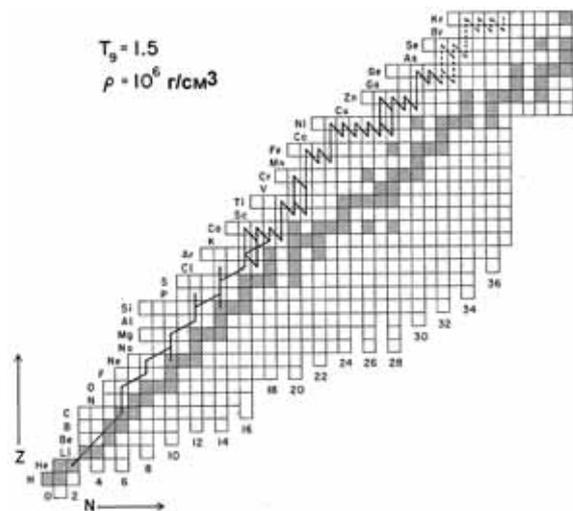


Рис. 25. Положение *rp*-процесса относительно линии β стабильности.

Процесс, который временами связан с *p*-процессом, есть *rp*-процесс – быстрый процесс захвата протона. Этот процесс создаёт протонами обогащённые ядра с $Z=7-26$. Он включает серию (p, γ) и β^+ - распадов, которые характерны для *p*-обогащённых ядер. Процесс стартует как «выпадение» из CNO цикла. Это - боковая цепь CNO-цикла, создающая *p*-обогащённые ядра, такие как ^{21}Na и ^{19}Ne . Эти ядра создают основу для дальнейшего захвата нейтронов, приводя к пути нуклеосинтеза, показанному на **Рис. 25**. *rp*-процесс создаёт малое число ядер с $A < 100$. Процесс следует по пути, аналогичному *r*-процессу, но на протон-обогащённой стороне стабильности. В настоящее время источником протонов

для этого процесса являются некоторые двойные звёзды. Заметим, что этот процесс временами близок к линии β стабильности, приближаясь к протонной линии, когда ядро становится тяжелее.

6. ПРОБЛЕМА СОЛНЕЧНОГО НЕЙТРИНО

Многие ядерные реакции, обеспечивающие звёзды энергией, сопровождаются эмиссией нейтрино. Ввиду малого сечения поглощения нейтрино веществом ($\sigma \sim 10^{-44} \text{ см}^2$), они практически не поглощаются Солнцем и другими звёздами. (Эти потери нейтрино соответствуют потери $\sim 2\%$ энергии Солнца). Поэтому нейтрино – окно внутрь звезды. В тоже время, малое сечение поглощения затрудняет регистрацию нейтрино, поскольку практически все нейтрино проходят планету Земля без поглощения.

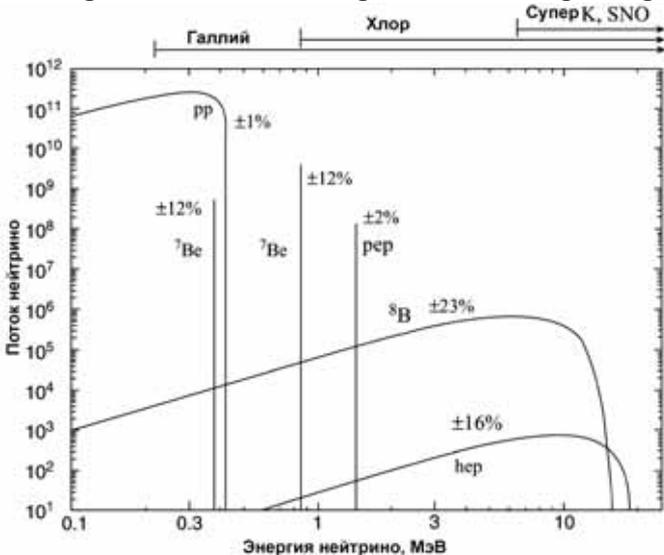
Поэтому существует проблема солнечного нейтрино.

Табл. 4. Предсказанные потоки солнечного нейтрино.

Источник	Поток (част/с/см ²)
p	$5,94 \times 10^{10}$
ppp	$1,40 \times 10^8$
hep	$7,88 \times 10^3$
^7Be	$4,86 \times 10^7$
^8B	$5,82 \times 10^6$
^{13}N	$5,71 \times 10^8$
^{15}O	$5,03 \times 10^8$
^{17}F	$5,91 \times 10^6$

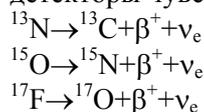
6.1 Ожидаемые источники солнечного нейтрино, энергии и потоки

В виду своей близости к нашей планете, Солнце – основной источник достигающего Земли нейтрино. Солнце испускает $\sim 1,8 \times 10^{38}$ нейтрино/сек, которые через 8 мин достигают поверхности Земли с плотностью потока $6,4 \times 10^{10}$ нейтрино/с/см². Предсказания стандартной солнечной модели для потоков нейтрино на поверхности Земли для различных ядерных реакций представлены в **Табл. 4**, а для распределения энергий - на **Рис. 26**. Каждая ядерная реакция имеет характеристическое распределение энергии.



на **Рис. 26**. Каждая ядерная реакция имеет характеристическое распределение энергии.

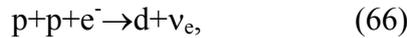
Рис. 25. Предсказание потоков нейтрино от различных ядерных реакций на Солнце. Области энергий, в которых детекторы чувствительны к нейтрино, показаны наверху.



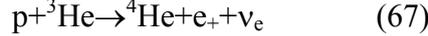
Источник, помеченный «pp», в **Табл. 4** и **Рис. 26** отражает реакцию



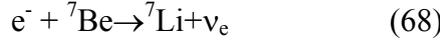
и является основной реакцией, производящей одно нейтрино на каждое синтезированное ядро ^4He . «*pep*» источником является реакция



которая производит моноэнергетические нейтрино, тогда как «her» означает реакцию:



Эта последняя реакция производит нейтрино наивысшей энергии с максимальной энергией 18,77 МэВ (из-за высокого значения Q реакции). Интенсивность этого источника в 10^7 раз меньше pp -источника. « ${}^7\text{Be}$ » источник означает pp -цепь реакции распада электронным захватом



Эта реакция производит две группы нейтрино: одна связана с основным состоянием ${}^7\text{Li}$, (вклад 90%+, и одно - с 0,477 МэВ возбуждённым состоянием (вклад 10%).

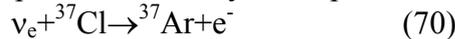
Термин « B » отражает позитронный распад



в котором заселено первое возбуждённое состояние ${}^8\text{Be}$ (при 3,04 МэВ). Слабые источники « ${}^{13}\text{N}$ », « ${}^{15}\text{O}$ » и « ${}^{17}\text{F}$ » означают β^+ распады, происходящие в CNO цикле:

6.2 Детектирование нейтрино

Как уже упоминалось, детектирование слабо взаимодействующих нейтрино затруднено ввиду низкого значения сечения взаимодействия. Для преодоления этого препятствия предложено два типа детекторов: радиохимические детекторы и детекторы Черенкова. Радиохимические детекторы регистрируют продукты вызванных нейтрино реакций, тогда как Черенковские детекторы наблюдают рассеяние нейтрино. Так, в пещере Южной Дакоты на 1500 м ниже поверхности земли помещён массивный радиохимический детектор, содержащий 100000 галлонов очищенной жидкости, C_2Cl_4 . Очищенная жидкость весила 610 тонн (объём 10 железнодорожных цистерн). В детекторе происходит следующая реакция:



Продукт реакции ${}^{37}\text{Ar}$ распадается электронным захватом с $T=35$ дней. После очистки жидкость экспонируется солнечным нейтрино определённый период времени, образовавшийся ${}^{37}\text{Ar}$ вымывается из детектора потоком газообразного гелия и поступает в пропорциональный счётчик, который детектирует 2,8 электроны Оже, образовавшиеся при электронном захвате. Детектируемая реакция имеет порог 0,813 МэВ, т.е. детектор чувствителен к ${}^8\text{B}$, her, per и ${}^7\text{Be}$ (распад основного состояния) нейтрино. Здесь наиболее важным является регистрация ${}^8\text{B}$. Обычно ~ 3 атома ${}^{37}\text{Ar}$ образуются за неделю и их надо изолировать от 10^{10} атомов жидкости. Детектор помещён глубоко под землёй и защищён от космической радиации.

Другие детекторы основаны на реакции



Эти детекторы имеют порог 0,232 МэВ и могут быть использованы для прямого детектирования доминирующих pp нейтрино Солнца. Галлий присутствует как раствор GaCl_3 . ${}^{71}\text{Ge}$ собирают, промывая детектор азотом и конвертируя Ge в GeH_4 перед счётом. Эти детекторы используют 30-100 тонн галлия и потребляют значительную долю ежегодного производства галлия.

Черенковские детекторы работают на эффекте рассеяния нейтрино заряженными частицами. После столкновения с нейтрино, выбитый электрон испускает черенковское излучение, которое можно зарегистрировать сцинтилляционными детекторами. Первый из таких детекторов был помещён в шахту Камиока в Японии. Супер Камиока содержал 50000 тонн высокочистой воды. Детектируемая реакция в этом случае – реакция рассеяния $\nu+e^- \rightarrow \nu+e^-$, а порог детектирования 8 МэВ, что позволяет регистрировать ${}^8\text{B}$ нейтрино.

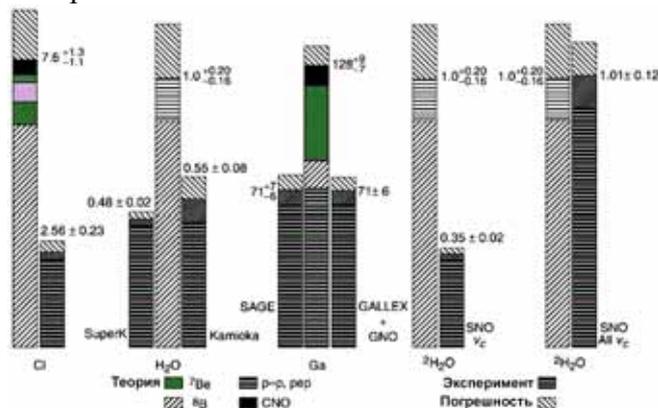
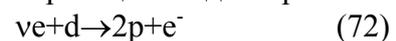


Рис. 27. Сравнение предсказаний стандартной солнечной модели и экспериментальных измерений.

Канадский SNO детектор был смонтирован в никелевой шахте на глубине 2 км и содержал 1000 тонн тяжёлой воды (D_2O). В дополнение к нейтрино-электронному рассеянию, этот детектор способен использовать ядерные реакции на дейтерии:

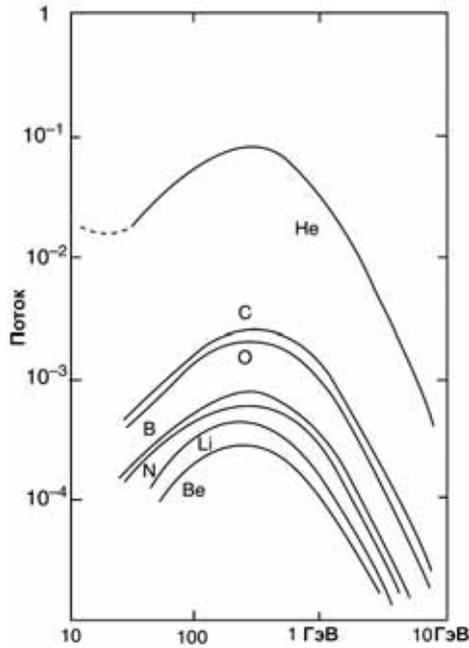


Последняя реакция может быть использована для регистрации всех типов нейтрино, ν_e , ν_μ и ν_τ , тогда как первая реакция чувствительна только к электронным нейтрино. Набор протекающих в детекторе реакций можно использовать для наблюдения осцилляций нейтрино. В последней реакции, испущенный нейтрон детектируется (n, γ) реакцией, в которой γ лучи регистрируются сцинтилляционным детектором (Тяжёловодный детектор окружён 7000 тон обычной воды, чтобы предохранить детектор от нейтронов, связанных с радиоактивностью стен шахты). Канадский детектор потребовал разработки новых методов глубокой очистки воды, т.к. чистота воды требовала содержание урана или тория менее 10 атомов на 10^{15} молекул воды.

6.3 Проблема солнечного нейтрино

Проблема солнечного нейтрино возникла из того факта, что детекторы зарегистрировали только 1/3 от ожидавшегося по стандартной модели солнечного нейтрино, которая предполагает, что 98,5% энергии Солнца происходит из pp -цепочки и 1,5 из CNO цикла.

Рис. 28. Энергетические спектры галактических космических лучей, GCR.



Такое расхождение указывает, что или модель Солнца неверна или есть фундаментальные ошибки в использованной ядерной физике.

Проблема солнечного нейтрино заключается в ошибочных идеях о фундаментальной структуре вещества, задаваемых стандартной моделью. Стандартная модель предсказывает, что три типа нейтрино не имеют массы и что, будучи созданными, они продолжают существовать в неизменном виде всё остальное время. Основная идея альтернативной модели — модели осцилляции нейтрино — состоит в утверждении, что пока нейтрино выходят из Солнца, они трансформируются из электронных в мюонные нейтрино и обратно. Эти осцилляции

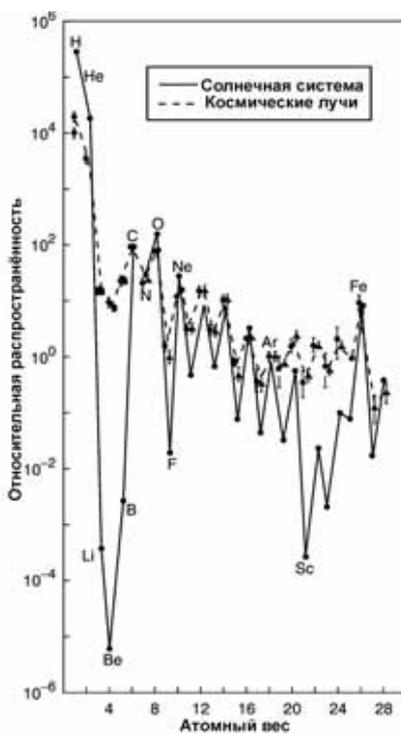
возможны, если нейтрино имеют массу и эта масса у электронного и мюонного нейтрино различны. Эти осцилляции усиливаются нейтрон-электронными взаимодействиями в Солнце. Полагают, что $m_{\nu_e} > m_{\nu_\mu} > m_{\nu_\tau}$. Верхний предел этих масс

$$m(\nu_e) < 2.2 \text{ eV}$$

$$m(\nu_\mu) < 170 \text{ keV}$$

$$m(\nu_\tau) < 15.5 \text{ MeV}$$

Рис. 29. Относительная (по кремнию) распространённость элементов в солнечной системе и в космических лучах.



Нейтринные осцилляции - превращения нейтрино (электронного, мюонного или таонного) в нейтрино другого сорта (поколения), или же в антинейтрино. Теория предсказывает наличие закона периодического изменения вероятности обнаружения частицы определённого сорта в зависимости от прошедшего с момента создания частицы собственного времени. Наличие нейтринных осцилляций важно для решения проблемы солнечных нейтрино. Предполагается, что такие превращения - следствие наличия у нейтрино массы покоя или (для случая превращений нейтрино ↔ антинейтрино) несохранения лептонного заряда при высоких энергиях. Стандартная модель в первоначальной версии не описывает массы нейтрино и их осцилляции, однако они могут быть включены в эту теорию с помощью сравнительно небольшой модификации - включения в общий лагранжиан массового члена и PMNS-матрицы смешивания нейтрино.

Прямое доказательство осцилляций нейтрино пришло из наблюдений черенковского свечения. *SNO* детектор нашёл одну треть ожидавшегося числа электронных нейтрино, приходящих из Солнца в согласии с предыдущими данными, полученными радиохимическими детекторами. Японский детектор, который чувствителен преимущественно к электронным нейтрино, но имеет чувствительность и к другим типам нейтрино, нашёл половину от потока нейтрино, ожидавшегося из

чувствительность и к другим типам нейтрино, нашёл половину от потока нейтрино, ожидавшегося из

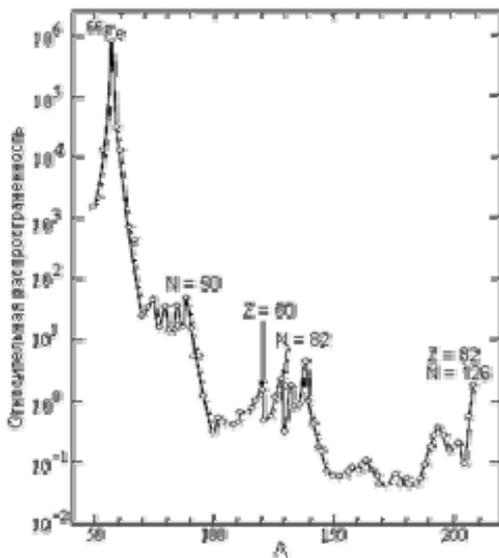
стандартной модели Солнца. Если бы все типы нейтрино были подобными, то канадский и японский детекторы зарегистрировали бы одинаковую долю нейтрино. Дальнейшие эксперименты с канадским детектором, проводившиеся по методике одновременного детектирования всех типов нейтрино, нашли потоки нейтрино в согласии с солнечной моделью. Эта ситуация суммирована на **Рис. 27**.

Экстремально низкая распространённость – результат двух факторов: относительной слабости изотопов Li, Be и B и высокой энергии связи ${}^4\text{He}$, что делает изотопы Li, Be и B нестабильными по отношению к распаду/реакциям, приводящим к ${}^4\text{He}$. Например, ядра ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$, ${}^9\text{Be}$, ${}^{11}\text{B}$ и ${}^{10}\text{B}$ разрушаются облучением звёздными протонами при температурах 2,0, 2,5, 3,5, 5,0 и $5,3 \times 10^6\text{K}$, соответственно. Таким образом, эти ядра не могут выживать в звезде. (Только быстрое охлаждение после Большого Взрыва позволило выжить продуктам первичного нуклеосинтеза).

Полагают, что Li, Be и B производятся реакциями скалывания, в которых внутризвёздные ${}^{12}\text{C}$ и ${}^{16}\text{O}$ взаимодействуют с протонами галактических космических лучей (GCR). Эти реакции являются высокоэнергетическими реакциями с порогом 10-20 МэВ. Энергетический спектр Li, Be и B показан на **Рис. 28**.

7. СИНТЕЗ Li, Be и B

Нуклеосинтез в Большом Взрыве ответственен за синтез водорода, гелия и небольшого количества лития-7. (Звёздный нуклеосинтез в основной совокупности звёзд трансформирует 7% водорода в ${}^4\text{He}$). Однако, ни звёздный нуклеосинтез, ни ядерный синтез Большого Взрыва не способны обеспечить наблюдаемое распространение Li, Be и B. Так, распространённость Li, Be и B подавлена в 10^7 раз по сравнению с распространённостью соседних элементов.



Типичные сечения реакций скалывания $\sim 1-100$ мбарн для $E_p > 0,1$ ГэВ. Временная шкала облучения $\sim 10^{10}$ лет. Ядро продукта не подвержено воздействию высоких температур и может существовать. Дальнейшее тестирование этого механизма связано с распространённостью этого элемента в галактических космических лучах по сравнению с распространённостью в Солнце (**Рис. 29**), которое показывает увеличенный выход Li, Be и B в галактических космических лучах. Эта картина аналогична распределению выходов фрагментов от реакций с высокоэнергетичными снарядами.

Рис. 30. Относительная распространённость различных чётно-чётных ядер с $A > 50$. Выбраны такие единицы, в которых распространённость Si равна 10^6 .

ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

Лекция 21. ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ В ТЕРМОЯДЕРНОМ СИНТЕЗЕ

Из четырёх основных источников ядерной энергии в настоящее время удалось довести до промышленной реализации только два: энергия радиоактивного распада утилизируется в источниках тока, а цепная реакция деления – в атомных реакторах. Третий (наиболее мощный) источник ядерной энергии – аннигиляция элементарных частиц пока не вышел из области фантастики. Четвертый же источник – **управляемый термоядерный синтез, УТС**, находится на повестке дня. Этот источник по своему потенциалу хотя и меньше третьего, но существенно превышает второй. Надежды на УТС связаны с двумя обстоятельствами: согласно современным представлениям звезды (в том числе наше Солнце) существует за счет стационарной термоядерной реакции, и неконтролируемый термоядерный процесс удалось довольно просто реализовать во взрыве водородной бомбы. Кажется, нет никаких принципиальных препятствий для поддержания управляемой реакции ядерного синтеза и на Земле. Однако, интенсивные попытки реализовать в лабораторных условиях УТС окончились полным провалом. Более того, оптимистические заявки некоторых ученых и инженеров, что термоядерный синтез будет поставлен на службу энергетики в 21-м веке, кажутся ничем не обоснованными.

Другое дело – неуправляемый термоядерный синтез – его удалось реализовать в земных условиях. Водородные бомбы созданы и успешно испытаны ещё в середине прошлого века.

В данной лекции мы рассмотрим особенности реакций термоядерного синтеза, существующие и проектируемые установки реализации управляемого синтеза и перспективы подобных установок для создания нового направления энергетики. Военному применению термоядерных реакций также уделим определённое внимание.

1. ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ЯДЕРНОГО СИНТЕЗА

В одной из предыдущих лекций, мы уже разбирали реакции ядерного синтеза и показали, что при достаточно больших энергиях, реализуемых на мощных ускорителях, практически любые нуклиды, даже самые тяжёлые, можно вовлечь в реакции синтеза. Другое дело, что затраты энергии здесь будут значительно превышать энергетический выигрыш. Поскольку нас сейчас будут интересовать способы получения энергии при реакциях синтеза, то под термоядерным синтезом мы будем понимать исключительно реакции взаимодействия лёгких элементов: изотопов водорода, гелия и лития.

Термоядерные реакции – реакции слияния (синтеза) лёгких атомных ядер в более тяжелые, происходящие при очень высоких температурах (порядка десятков миллионов градусов и выше).

Ядерный синтез, термоядерный синтез - реакция слияния лёгких атомных ядер в более тяжелые ядра, происходящая при сверхвысокой температуре и сопровождающаяся выделением огромных количеств энергии. Ядерный синтез – это реакция, обратная делению атомов: в последней энергия выделяется за счёт расщепления тяжелых ядер на более лёгкие.

1.1 Термодинамика ядерного синтеза

То, что ядерные реакции синтеза могут давать высокий энергетический выигрыш понятно не только из астрономических данных. Достаточно взглянуть на график зависимости энергии связи от массового числа, A . График имеет максимум при $A \approx 60$. Очевидно, что выделением энергии будут сопровождаться реакции синтеза лёгких ядер и реакции деления тяжелых ядер. Причем характер графика показывает, что синтез может дать немного больший энергетический выход, чем реакция деления.

Простейшее ядро - ядро атома водорода, состоит из одного протона. Энергию, которая заключена в этом ядре, легко подсчитать по формуле Эйнштейна $E=mc^2$. Масса протона $m_p=1,76 \cdot 10^{-27}$ кг, скорость света $c=3 \cdot 10^8$ м/с. Отсюда получаем $E=1,5 \cdot 10^{-10}$ Дж или 938 МэВ. Это очень большая энергия. При нормальных условиях в одном кубическом метре водорода содержится $5,4 \cdot 10^{25}$ протонов, так что полная энергия, которую содержит 1 м³ водорода равна $8,1 \cdot 10^{15}$ Дж или $2,25 \cdot 10^9$ кВт*ч. Это число можно сравнить разве что с выработкой электроэнергии в нашей стране за день. К сожалению, полностью извлечь энергию, содержащуюся в атомных ядрах, можно только одним способом - соединив их с ядрами из антиматерии. При столкновении протона p с антипротоном \bar{p} происходит их взаимоуничтожение, а выделяемая при этом

энергия полностью переходит в энергию γ -квантов: $p + \bar{p} \rightarrow \gamma + \gamma$. Гамма-кванты можно поглотить в толстом слое вещества и выделившееся тепло использовать для производства электроэнергии. Увы! У нас нет больших количеств антипротонов. Придется пока подождать с практической реализацией данного способа получения энергии.

Возможно выделение энергии в реакции слияния легких ядер: $M(Z_1, A_1) + M(Z_2, A_2) = M(Z, A) + \Delta E / c^2$. Для получения энергии методом ядерного синтеза пригодны любые ядра от водорода до железа. Обычно в реакциях синтеза образуется несколько ядер. В результате освобождается энергия в форме кинетической энергии продуктов синтеза.

Если бы удалось объединить тяжёлые изотопы водорода - тритий и дейтерий - в реакции ${}^2_1\text{H} + {}^3_1\text{H} \rightarrow {}^4_2\text{He} + {}^1_0\text{n}$, то выделилось бы 17,6 МэВ энергии. Приращение массы покоя частиц, участвующих в реакции $\Delta Mc^2 = -\Delta E$, $\Delta E = 17,6$ МэВ. Около 80% выделяющейся энергии уносят нейтроны, а остальные - α -частицы с энергией 3,6 МэВ. При равных весовых количествах реагирующих веществ в реакции синтеза дейтерия и трития выделяется в четыре раза больше энергии, чем при делении ядра атома урана.

Трудности осуществления реакции синтеза процесса связаны с тем, что силы электростатического отталкивания между положительно заряженными ядрами препятствуют их сближению. Для сближения изотопов водорода на расстояние $r \sim 10^{-12}$ см необходимо затратить энергию $ke^2/r \sim 0,15$ МэВ, что существенно меньше энергии, получаемой в результате синтеза. Поэтому эта реакция энергетически выгодна, хотя провести ее не просто. В нормальных условиях кинетическая энергия ядер легких атомов слишком мала для того, чтобы, преодолев электростатическое отталкивание, они могли сблизиться и вступить в ядерную реакцию. Однако отталкивание можно преодолеть «грубой» силой, например, сталкивая ядра, обладающие высокой относительной скоростью.

Средняя энергия связи нуклона в ядре $E_{св}/A$ растёт с ростом от A до $A \approx 50 - 60$. Поэтому, когда образуется среднее или лёгкое ядро при слиянии более лёгких ядер, должна освобождаться энергия, поскольку в новом ядре нуклоны сильнее связаны, чем в исходных ядрах. Особенно велико должно быть выделение энергии при синтезе лёгких ядер, так как величина $E_{св}/A$ при малых A растёт очень быстро. Так, при образовании ядра гелия из ядер дейтерия и трития, выделяется энергия: $28,3 - (8,5 + 2,2) = 17,6$ МэВ. В расчёте на один нуклон, участвующий в реакции, получается $\frac{17,6}{5} \approx 3,5$ МэВ. Таким образом, при полном преобразовании 1 кг смеси дейтерия и трития в гелий выделяется в 4 раза больше энергии, чем при полном распаде 1 кг урана.

Вероятность реакции между двумя сближающимися легкими ядрами пропорциональна

$$\exp\left(-\frac{KZ_1Z_2}{\sqrt{W}}\right),$$

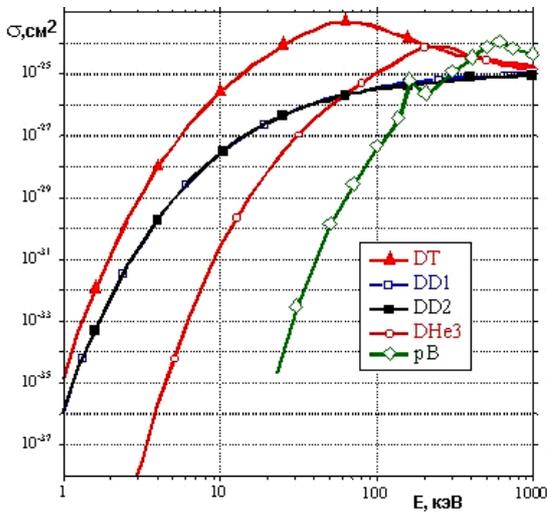
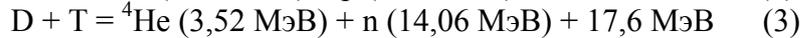
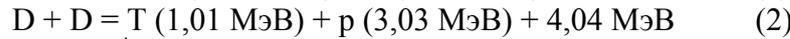
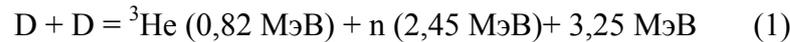
где Z_1 и Z_2 – числа протонов во взаимодействующих ядрах, W – энергия их относительного сближения, а K – постоянный множитель. Энергия, необходимая для осуществления реакции, зависит от числа протонов в каждом ядре. Если оно больше трех, то эта энергия слишком велика и реакция практически неосуществима. Таким образом, с возрастанием Z_1 и Z_2 вероятность реакции уменьшается.

Вероятность того, что два ядра вступят во взаимодействие, характеризуется «сечением реакции», измеряемом в барнах ($1 \text{ б} = 10^{-24} \text{ см}^2$). Сечение реакции – это площадь эффективного поперечного сечения ядра, в которое должно «попасть» другое ядро, чтобы произошло их взаимодействие. Сечение реакции дейтерия с тритием достигает максимальной величины (5 барн), когда взаимодействующие частицы имеют энергию относительного сближения порядка 200 кэВ. При энергии 20 кэВ сечение становится меньше 0,1 барн. Из миллиона попадающих на мишень ускоренных частиц не более одной вступает в ядерное взаимодействие. Остальные рассеивают свою энергию на электронах атомов мишени и замедляются до скоростей, при которых реакция становится невозможной. Следовательно, способ бомбардировки твердой мишени ускоренными ядрами для термоядерного синтеза непригоден, так как получаемая при этом энергия намного меньше затраченной.

При нагреве смеси реагирующих ядер до очень высоких температур кинетическая энергия теплового движения ядер становится достаточно высокой для осуществления реакции ядерного синтеза, получивших название термоядерных реакций.

1.2 Реакции ядерного синтеза

В термоядерных реакторах используется энергия, выделяющаяся при слиянии легких атомных ядер. Например:



Известны и другие термоядерные реакции, например реакции слияния ядер протия с протием или с дейтерием ${}^4\text{He}$ с ${}^7\text{Li}$ или ${}^9\text{Be}$, которые также являются экзотермическими (Табл. 1). Реакция слияния ядер трития и дейтерия является наиболее перспективной для осуществления управляемого термоядерного синтеза, так как ее сечение даже при низких энергиях достаточно велико.

Рис. 1. Сечения некоторых термоядерных реакций из таблицы 1, как функция энергии частиц в системе центра масс.

Табл. 1. Энергетические характеристики термоядерных реакций.

Реакция*	Энерго-выделение, МэВ	$\sigma_{\text{макс}}$, барн (в области энергии <1 МэВ)	Энергия налетающей частицы, МэВ, отвечающая $\sigma_{\text{макс}}$
$p + p \rightarrow D + e^+ + \nu$	2,2	10^{-23}	-
$p + D \rightarrow \text{He}^3 + \gamma$	5,5	10^{-6}	-
$D + D \rightarrow T + p$	4,0	0,16 (при 2 МэВ)	2,0
$D + D \rightarrow \text{He}^3 + p$	3,3	0,09	1,0
$D + T \rightarrow \text{He}^3 + n$	17,6	5	0,10
$D + T \rightarrow \text{He}^4 + n$	17,6	5	0,15
$T + T \rightarrow \text{He}^4 + n$	11,3	0,10	1,0
$D + \text{He}^3 \rightarrow \text{He}^4 + p$	18,3	0,80	0,45
$n + \text{Li}^6 \rightarrow \text{He}^4 + T$	4,8	закон $\sigma \sim 1/v$	-
$p + \text{Li}^7 \rightarrow 2\text{He}^4$	17,3	10^{-3}	0,25
$D + \text{Li}^6 \rightarrow D + 2\text{He}^4$	22,4	0,026	0,60

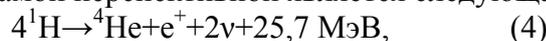
*Во всех приведенных реакциях налетающей частицей является первая слева.

Вследствие большого сечения рассеяния при бомбардировке ядер трития ускоренными дейтонами энергетический баланс процесса термоядерного синтеза по D – T реакции может быть отрицательным, т.е. на ускорение дейтонов затрачивается больше энергии, чем выделяется при синтезе. Положительный энергетический баланс возможен только в том случае, если бомбардирующие частицы после упругого столкновения будут способны вновь участвовать в реакции. Для преодоления электрического отталкивания атомные ядра должны обладать большой кинетической энергией. Эти условия могут быть созданы в высокотемпературной плазме (плазмой называют газ, в котором атомы или молекулы находятся полностью ионизированном состоянии). D – T – реакция начинает протекать только при температуре $\sim 10^7$ К. Лишь при этой температуре выделяется больше энергии на единицу объема и в единицу времени, чем затрачивается.

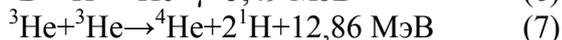
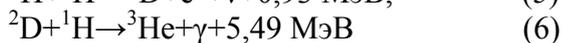
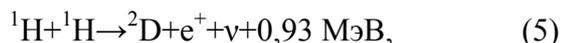
1.3 Термоядерные топлива

Реакции с участием протонов, играющие основную роль в процессах ядерного синтеза на Солнце и других гомогенных звездах, в земных условиях не представляют практического интереса, поскольку имеют слишком малое сечение.

H-H – реакция. Казалось бы, самой перспективной является следующая реакция ядерного синтеза:



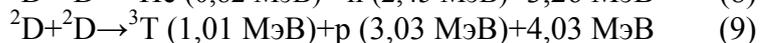
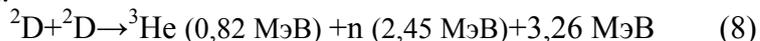
в которой реагирует обычный водород (протий), а образуется α -частица, позитроны и выделяется тепло. И хотя на один атом гелия тут тепла выделяется в 7,5 раз меньше, чем на один атом урана при делении его ядра, но масса атома гелия в 59 раз меньше массы атома урана. Поэтому "калорийность" водородного "топлива" в пересчете на килограмм вещества почти в 8 раз выше, чем уранового. Отметим, что подобная реакция в природе не существует. Она написана как сумма трёх последовательных ядерных реакций:



Эту группу реакций называют водородным циклом и предполагают, что по такой цепочке реакций происходит превращение водорода в гелий в недрах большинства звезд, в том числе и Солнца. Первую из этих ядерных реакций в земных условиях никто никогда не наблюдал, даже на ускорителях со встречными пучками протонов. Но поскольку в природном водороде всегда имеются примеси дейтерия ${}^2\text{D}$, то такая реакция в звездах все-таки идет. Других путей для появления дейтерия в природе теоретики не видят.

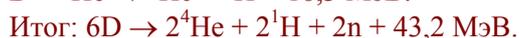
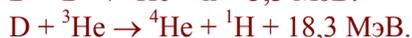
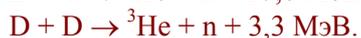
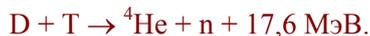
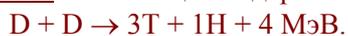
D-D – реакция. В любом природном соединении водорода на 6800 атомов протия ${}^1\text{H}$ приходится один атом дейтерия ${}^2\text{D}$ (это 0,015%.) Дейтерий считается надеждой человечества в решении энергетической проблемы. Ведь технология выделения тяжелой (дейтериевой) воды из обычной достаточно хорошо отработана, а потому добыча дейтерия - не проблема, хоть и дорогое удовольствие. Его запасы в водах мирового океана практически безграничны.

D-D – реакцию можно считать практически осуществимой на Земле. Эта реакция может протекать по двум равновероятным каналам:

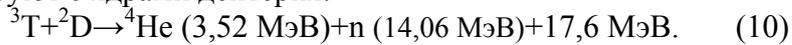


в результате которой начнется энергосвободное.

Замечание. Полный цикл ядерных реакций дейтериевого горения:

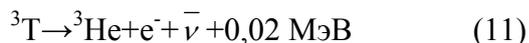


Во второй из этих реакций получается, правда, тритий, ${}^3\text{T}$, а не гелий, но и тритий пригодится: его ядра довольно активно реагируют с ядрами дейтерия:



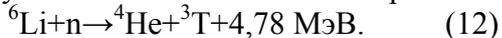
Оказалось, что последнюю реакцию наиболее легко зажечь в земных условиях (требуется нагреть смесь дейтерия с тритием "всего" до 100 миллионов градусов). Поэтому она и была осуществлена еще в начале 50-х годов в водородной бомбе, в которой требуемая для реакции температура создавалась взрывом атомной бомбы.

D-T- реакция. Реакция синтеза дейтерия и трития обладает относительно большим сечением и обеспечивает удельную теплотворную способность $3.5 \cdot 10^{11}$ Дж/г. Если осуществлять термоядерный синтез по D-T- реакции, то нужен тритий. А природных запасов его не существует, так как ядра трития со временем распадаются по реакции



с периодом полураспада 12,6 лет.

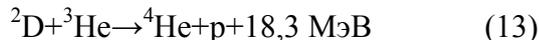
Тритий можно нарабатывать, облучая литий-6 потоками нейтронов от ядерного реактора:



При этом не только образуется тритий, но и выделяется энергия.

В будущем предполагают получать необходимые потоки нейтронов уже не от ядерных реакторов с ураном, а от термоядерных, то есть производить тритий там же, где он будет использоваться. Если окружить термоядерную камеру слоем ${}^6\text{Li}$ (в природном литии его содержится 7%), то можно осуществить полное воспроизводство расходуемого трития. И хотя на практике часть нейтронов неизбежно теряется, их потерю легко восполнить, вводя в оболочку такой элемент, как бериллий, ядро которого, при попадании в него одного быстрого нейтрона, испускает два.

D- ${}^3\text{He}$ -реакция. Реакция



может быть использована для создания малорадиоактивного термоядерного реактора. В D- ${}^3\text{He}$ - реакции основную энергию несут заряженные продукты реакции, а нейтроны возникают лишь в D-D и в D-T реакциях при выгорании рождающегося в D-D реакциях трития. Важно, что можно уменьшить в 50 раз его выход. В результате биологическая опасность термоядерного реактора может быть снижена на четыре-пять порядков величины по сравнению с ядерными реакторами деления, отпадет необходимость промышленной обработки радиоактивных материалов и их транспортировки, качественно упрощается захоронение радиоактивных отходов.

Правда, для осуществления этой реакции нужны температуры в 8 раз большие, чем для D-T –реакции, к тому же на Земле практически нет изотопа гелия-3.

Поскольку на одну реакцию синтеза D-T приходится около 10^5 обычных столкновений ядер, проблема термоядерного синтеза состоит в решении двух задач: нагрева вещества до необходимых температур и его удержания на время, достаточное для "сжигания" заметной части термоядерного топлива. Это время определяется критерием Лоусона.

Лоусона критерий (1957 г.) - условие возникновения термоядерной реакции $n\tau \geq 10^{14} \text{ см}^{-3}\text{с}$, где τ - время удержания высокотемпературной плазмы в системе, n – плотность её частиц. При выполнении Лоусона критерия энергия, выделяющаяся при управляемом термоядерном синтезе, превышает энергию, вводимую в систему.

Замечание. Важно понимать, что критерий Лоусона – грубая оценка. Он занижен, по крайней мере, на два порядка. Можно гарантировать, что когда этот критерий будет достигнут на экспериментальных установках, никакого управляемого термоядерного синтеза с энергетическим выигрышем не произойдет.

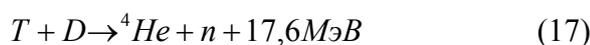
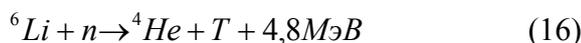
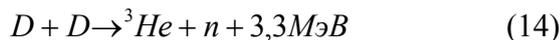
2. ТЕРМОЯДЕРНЫЙ СИНТЕЗ В ЗЕМНЫХ УСЛОВИЯХ

В настоящее время в земных условиях реакция термоядерного синтеза осуществляется двумя способами:

- 1) Взрыв водородной бомбы;
- 2) Облучение дейтерида лития тепловыми нейтронами.

2.1 Водородная бомба

Водородная бомба состоит из взрывателя, обеспечивающего температуру до нескольких миллионов градусов (обычно используется атомная бомба), и дейтерида лития-6. При высокой температуре с этими ядрами происходят следующие реакции:



Высокая температура при взрыве атомной бомбы сохраняется только в течение нескольких миллионных долей секунды. Поэтому исходные вещества должны иметь максимальную плотность. Скорость выделения энергии при этих условиях очень велика 10^{17} Дж за 10^{-5} с или 10^{23} Вт. Для использования в качестве источника энергии термоядерное оружие не годится. Ведь мощность самых крупных из существующих сейчас электростанций не превышает 10^{10} Вт. Скорость реакций в промышленном термоядерном реакторе должна быть существенно больше, чем на Солнце, и столь же существенно меньше, чем в водородной бомбе.

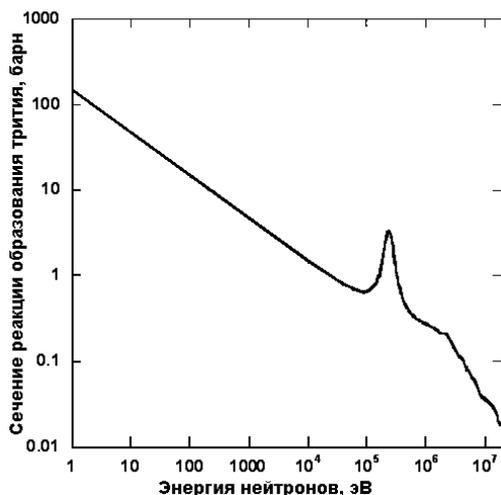
2.2 Термоядерный синтез в тепловом урановом реакторе

Взрыв водородной бомбы – неуправляемый термоядерный синтез, что делает его непригодным для энергетических целей. Между тем в лабораторных условиях управляемый термоядерный синтез осуществить достаточно просто. Для этого достаточно опустить в канал любого реактора, работающего на реакции деления урана тепловыми нейтронами, ампулу с дейтеридом лития. При этом никаких высоких температур не потребуется – интересующий процесс пойдет и при комнатной температуре. То, что в ампуле идет ядерная реакция между дейтерием и тритием, мы немедленно обнаружим по появлению высокоэнергетичных нейтронов (энергия нейтронов 14 МэВ).

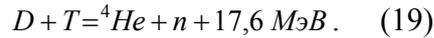
Действительно, если используемый литий обогащен стабильным изотопом ${}^6\text{Li}$ (можно использовать и природный литий, поскольку в нем содержится 7% ${}^6\text{Li}$), то под действием тепловых нейтронов атомного реактора пойдет следующая ядерная реакция:



Рис. 2. Энергетическая зависимость сечения взаимодействия нейтронов с изотопами лития.



В результате этой реакции, возникают «горячие» атомы трития. Энергии атома отдачи трития (порядка 3 МэВ) вполне достаточно для протекания реакции взаимодействия трития с находящимся в дейтериде лития дейтерием:



Для энергетических целей этот метод не годится: затраты энергии на процесс превышают выделяющуюся энергию. Поэтому приходится искать другие варианты осуществления управляемого термоядерного синтеза, варианты, обеспечивающие большой энергетический выигрыш.

3. УПРАВЛЯЕМЫЙ ТЕРМОЯДЕРНЫЙ СИНТЕЗ

3.1 Временные и температурные условия

Управляемый термоядерный синтез - научная проблема осуществления синтеза легких ядер с целью производства энергии. Проблема может быть решена в плазме при температуре выше 10^8K и выполнении Лоусона критерия ($n\tau > 10^{14} \text{ с/см}^3$, где n - плотность высокотемпературной плазмы, τ - время удержания ее в системе).

Получение полезной термоядерной энергии возможно при выполнении двух условий. 1) Предназначенная для синтеза смесь должна быть нагрета до температуры, при которой кинетическая энергия ядер обеспечивает высокую вероятность их слияния при столкновении. 2) Реагирующая смесь должна быть очень хорошо термоизолирована (т.е. высокая температура должна поддерживаться достаточно долго, чтобы произошло необходимое число реакций и выделившаяся за счет этого энергия превышала энергию, затраченную на нагрев топлива).

Из трех ключевых параметров термоядерного синтеза - температуры, плотности и времени удержания плазмы - один, температура, задается выбранной реакцией. Соотношение двух других можно варьировать. Соответственно есть два основных пути: либо выбрать относительно низкую плотность топлива и продолжительное время удержания, либо, наоборот, максимально возможную плотность при очень небольшой продолжительности реакции.

На первом пути наибольших успехов удалось добиться, изолируя горячую плазму от контакта с холодными стенками реактора с помощью магнитного поля. Это технология магнитного удержания. Она основана на способности магнитного поля оказывать давление на плазму и снижать ее теплопроводность. Второй подход реализован пока только в термоядерной бомбе. Топливо здесь имеет плотность твердого тела, а то и еще выше - за счёт сжатия при срабатывании запала в виде атомной бомбы. Давление такой плазмы составляет миллионы атмосфер, и противостоять ему, конечно, невозможно. Но выиграть какое-то время позволяют силы инерции - даже при огромном давлении расширение вещества не может произойти мгновенно. Такой способ удержания называют инерционным, поскольку кроме инерции плазму ничто не удерживает. Она разлетается со скоростью звука, которая при температуре 100 миллионов градусов составляет около 600 км/с. За 5 миллиардных долей секунды плазма расширится на 3 миллиметра. Как раз такого размера термоядерные заряды можно безопасно взрывать в камере реактора в виде прочной сферы диаметром метров 10. Энергия подобного «микровзрыва» составит около миллиарда джоулей, или 250 килограммов тротила. Если взрывы повторять 5 раз в секунду, то с учетом КПД преобразования энергии электрическая мощность реактора получится около 1 миллиона киловатт.

Чтобы нагреть термоядерную смесь, одному кубическому сантиметру её объема надо сообщить энергию $E_1 = knT$, где k - численный коэффициент, n - плотность смеси (количество ядер в 1 см^3), T - требуемая температура. Для поддержания реакции сообщенная термоядерной смеси энергия должна сохраняться в течение времени τ . Чтобы реактор был энергетически выгоден, нужно, чтобы за это время в нем выделилось термоядерной энергии больше, чем было потрачено на нагрев. Выделившаяся энергия (также на 1 см^3) выражается следующим образом:

$$E_2 = n^2 R f(T) \tau, \quad (20)$$

где $f(T)$ - коэффициент, зависящий от температуры смеси и ее состава, R - энергия, выделяющаяся в одном элементарном акте синтеза. Тогда условие энергетической рентабельности $E_2 > E_1$ примет вид

$$n^2 > (k/R) [T/f(T)] \quad (21)$$

или

$$n\tau > (k/R) [T/f(T)]. \quad (22)$$

Последнее неравенство, известное под названием критерия Лоусона, представляет собой количественное выражение требований к совершенству термоизоляции. Правая часть - «число Лоусона» - зависит только от температуры и состава смеси, и чем оно больше, тем жестче требования к термоизоляции, т.е. тем труднее создать реактор. Число Лоусона для чистого дейтерия составляет 10^{16} с/см^3 , а для

равнокомпонентной DT-смеси – $2 \cdot 10^{14}$ с/см³. Поэтому DT-смесь является более предпочтительным термоядерным топливом.

В соответствии с критерием Лоусона, определяющим энергетически выгодную величину произведения плотности на время удержания, в термоядерном реакторе следует использовать по возможности большие n либо τ . Поэтому исследования УТС разошлись по двум разным направлениям: в первом исследователи пытались с помощью магнитного поля в течение достаточно длительного времени удерживать относительно разреженную плазму; во втором – с помощью лазеров на короткое время создать плазму с очень высокой плотностью.

При использовании способа **магнитного удержания**, плазму помещают в магнитное поле. В идеальном случае магнитное удержание позволяет осуществить стационарное выделение термоядерной мощности - наиболее привлекательный режим энергетических реакторов. В способе **инерционного удержания** - порцию термоядерного топлива импульсно нагревают до температур -30-50 млн. градусов, и α -частицы начинающихся реакций синтеза увеличивают нагрев плазмы, если выполняется условие их торможения в топливе: $nr > 0.3$ г/см³ (n - плотность топлива, r - размер). Численно это условие совпадает с критерием Лоусона. Выделение энергии носит взрывообразный характер и происходит за время, меньшее времени теплового разлета вещества, определяемого его инерцией. Взрыв термоядерной бомбы доказал принципиальную осуществимость инерционного удержания плазмы. Для энергетики важно определить наименьшую массу топлива, чтобы рассматривать схемы реакторов с повторяющимися взрывами. Мощность импульсных источников энергий, обеспечивающих сжатие и последующий микровзрыв, должна быть очень большой ($>10^{14}$ Вт).

3.2 Магнитное удержание плазмы

Во время реакции синтеза плотность горячего реагента должна оставаться на уровне, который обеспечивал бы достаточно высокий выход полезной энергии на единицу объема при давлении, которое в состоянии выдержать камера с плазмой. Например, для смеси дейтерий – тритий при температуре 10^8 К выход определяется выражением

$$E=2,5 \cdot 10^{-28} n^2 \text{ Вт/см}^3. \quad (23)$$

Если принять E равным 100 Вт/см^3 (что примерно соответствует энергии, выделяемой топливными элементами в ядерных реакторах деления), то плотность n должна составлять 10^{15} ядер/см³, а соответствующее давление nT – 3 МПа. Время удержания при этом, согласно критерию Лоусона, должно быть не менее 0,1 с. Для дейтерий-дейтериевой плазмы при температуре 10^9 К

$$E=8 \cdot 10^{-30} n^2 \text{ Вт/см}^3. \quad (24)$$

В этом случае при $E = 100 \text{ Вт/см}^3$, $n = 3 \cdot 10^{15}$ ядер/см³ и давлении примерно 100 МПа требуемое время удержания составит более 1 с. Заметим, что указанные плотности составляют лишь 0,0001 от плотности атмосферного воздуха, так что камера реактора должна откачиваться до высокого вакуума.

Приведенные выше оценки времени удержания, температуры и плотности являются типичными минимальными параметрами, необходимыми для работы термоядерного реактора, причем легче они достигаются в случае дейтерий-тритиевой смеси. Что касается термоядерных реакций, протекающих при взрыве водородной бомбы и в недрах звезд, то следует иметь в виду, что в силу совершенно иных условий в первом случае они протекают очень быстро, а во втором – крайне медленно по сравнению с процессами в термоядерном реакторе.

3.2.1 Плазма

Термоядерные реакции протекают при высоких температурах. Настолько высоких, что любое вещество переходит в четвертое состояние – состояние плазмы.

Плазма (от греч. - вылепленное, оформленное), частично или полностью ионизованный газ, в котором плотности положительных и отрицательных зарядов практически одинаковы.

При достаточно сильном нагревании любое вещество испаряется, превращаясь в газ. Если увеличивать температуру и дальше, резко усилится процесс термической ионизации, т. е. молекулы газа начнут распадаться на составляющие их атомы, которые затем превращаются в ионы и свободные электроны. При температурах более миллиона градусов газ, состоящий из легких элементов, полностью ионизируется, т.е. каждый его атом утрачивает все свои электроны. Ионизация газа, кроме того, может быть вызвана его взаимодействием с электромагнитным излучением или бомбардировкой газа заряженными частицами. Свободные заряженные частицы - легко перемещаются под действием электрического поля. Поэтому в состоянии равновесия пространственные заряды входящих в состав плазмы отрицательных электронов и положительных ионов компенсируют друг друга так, чтобы полное поле внутри плазмы равно нулю. Отсюда

вытекает необходимость практически точного равенства плотностей электронов и ионов в плазме - её "квазинейтральности". Нарушение квазинейтральности в объёме, занимаемом плазмой, ведёт к появлению сильных электрических полей пространственных зарядов, тут же восстанавливающих квазинейтральность. Степенью ионизации плазмы называется отношение числа ионизованных атомов к полному их числу в единице объёма плазмы.

Средние энергии различных типов частиц, составляющих плазмы, могут отличаться одна от другой. В таком случае плазму нельзя охарактеризовать одним значением температуры и различают электронную температуру T_e , ионную температуру T_i , (или ионные температуры, если в плазме имеются ионы нескольких сортов) и температуру нейтральных атомов T_a (нейтральной компоненты). Подобная плазма называется неизотермической, в то время как плазма, для которой температуры всех компонент равны, называется изотермической. Низкотемпературной принято считать плазму с $T_i = 10^5$ К, а высокотемпературной - плазмой с $T_i = 10^6 - 10^8$ К и более. Возможные значения плотности плазмы n (число электронов или ионов в см^3) расположены в очень широком диапазоне: от $n \sim 10^{-6}$ в межгалактическом пространстве и $n \sim 10$ в солнечном ветре до $n \sim 10^{22}$ для твёрдых тел и ещё больших значений в центральных областях звёзд.

В резком отличии свойств плазмы от свойств нейтральных газов определяющую роль играют два фактора. 1) Взаимодействие частиц плазмы между собой характеризуется кулоновскими силами притяжения и отталкивания, убывающими с расстоянием гораздо медленнее (т. е. значительно более "дальнодействующими"), чем силы взаимодействия нейтральных частиц. По этой причине взаимодействие частиц в плазме является не "парным", а "коллективным" - одновременно взаимодействует друг с другом большое число частиц. 2) Электрические и магнитные поля очень сильно действуют на плазму, вызывая появление в плазме объёмных зарядов и токов и обуславливая целый ряд специфических свойств плазмы. Эти отличия позволяют рассматривать плазму как особое, четвёртое состояние вещества.

Если в плазме не возбуждены какие-либо интенсивные колебания и неустойчивости, то столкновения частиц определяют её свойства - электропроводность, вязкость, теплопроводность и диффузию. Плазма очень хорошо проводит электрический ток, очень велика и теплопроводность плазмы. Плазму можно нагревать, пропуская через нее электрический ток. В полностью ионизованной плазме электропроводность не зависит от плотности плазмы и пропорциональна $T^{3/2}$; при высоких температурах плазму можно рассматривать как идеальный проводник. Если такая плазма движется в магнитном поле, то эдс при обходе любого замкнутого контура, движущегося вместе с плазмой, равна нулю, что по закону Фарадея для индукции электромагнитной приводит к постоянству магнитного потока, пронизывающего контур. Этим обусловлена возможность самовозбуждения магнитного поля за счёт увеличения длины магнитных силовых линий при хаотическом турбулентном движении среды.

В разреженной плазме, где можно пренебречь столкновениями, заряженная частица летит вдоль магнитной силовой линии, быстро вращаясь по ларморовской спирали. При наличии возмущающей силы частица также медленно "дрейфует" в направлении, перпендикулярном как магнитному полю, так и направлению этой силы. Например, в электрическом поле, направленном под углом к магнитному, происходит "электрический дрейф". Если же электрическое поле отсутствует, но магнитное поле неоднородно, то имеет место "центробежный дрейф" в направлении бинормали к силовой линии, а в продольном направлении диамагнитная сила тормозит частицу, приближающуюся к области более сильного магнитного поля. При этом остаются неизменными полная энергия частицы и её магнитный момент. Такими свойствами удержания плазмы обладают зеркальные магнитные ловушки в установках для УТС.

При описании плазмы с помощью уравнений магнитной гидродинамики она рассматривается как сплошная среда, в которой могут протекать токи. Взаимодействие этих токов с магнитным полем создаёт объёмные электродинамические силы, которые должны уравновешивать газодинамическое давление плазмы, аналогичное давлению в нейтральном газе. Если поле не проникает в плазму, то на границе плазмы газодинамическое давление равно внешнему магнитному давлению. Простейший пример такого равновесия - **Z-пинч**, возникающий при разряде между двумя электродами. Равновесие зет-пинча неустойчиво - на нём легко образуются желобки, идущие вдоль магнитного поля. При последующем развитии они превращаются в тонкие перетяжки и могут приводить к обрыву тока. В мощных разрядах с токами 10^6 а в дейтериевой плазме такой процесс сопровождается некоторым числом ядерных реакций и испусканием нейтронов, а также жёстких рентгеновских лучей. Если внутри пинча создать продольное магнитное поле, то, двигаясь вместе с плазмы, оно своим давлением препятствует развитию перетяжек. Если отношение напряженностей параллельного к перпендикулярному полю больше отношения большого и малого радиуса тора шаг винтовых силовых линий полного поля оказывается больше длины замкнутого плазменного шнура и желобковая неустойчивость не развивается. Такие системы, называются **токамаками**.

При наличии магнитного поля в однородной плазме возможны волны шести типов: три высокочастотные и три низкочастотные. Если температура или плотность плазмы в магнитном поле неоднородны, то возможны ещё так называемые "дрейфовые" волны. При больших амплитудах возможны "бесстолкновительные" ударные волны, уединённые волны (солитоны), а также ряд др. "нелинейных" волн и, наконец, сильноразвитая турбулентность движения плазмы. В неравновесной плазме при определённых условиях возможна "раскачка неустойчивостей", т. е. нарастание какого-либо из перечисленных типов волн до некоторого уровня насыщения.

3.2.2 Плазма и УТС

Чтобы запустить термоядерный синтез, плазму нужно нагреть. Но когда реакция уже началась, она сама может помочь в поддержании нужной температуры. В реакции дейтерия с тритием 80% выделяющейся энергии уносит нейтрон, а 20% - ядро гелия. Чтобы использовать энергию нейтронов, термоядерный реактор окружают специальной стенкой - бланкетом, содержащим замедлители нейтронов и каналы с охлаждающей жидкостью. Эта энергия передается водяному пару и преобразуется в электричество. Но в подогреве плазмы нейтроны участия не принимают. Зато 20% энергии, приходящейся на долю ядра гелия, использовать для этого можно. Благодаря электрическому заряду ядро гелия в столкновениях с электронами и ядрами дейтерия и трития отдает им свою энергию. Если еще наложить магнитное поле, чтобы замедлить уход ядер гелия, их энергия пойдет на нагрев плазмы почти полностью. Тогда реакция сможет поддерживать себя сама, а источники тепла, которые использовались для первоначального нагрева плазмы до зажигания, можно будет выключить.

Чтобы удержать плазму, например, при температуре 10^8K , её нужно надежно термоизолировать. Изолировать плазму от стенок камеры можно, поместив ее в сильное магнитное поле. Это обеспечивается силами, которые возникают при взаимодействии токов с магнитным полем в плазме. Под действием магнитного поля ионы и электроны движутся по спиралям вдоль его силовых линий. В отсутствие электрических полей высокотемпературная разреженная плазма, в которой столкновения происходят редко, будет лишь медленно диффундировать поперек магнитных силовых линий. Если силовые линии магнитного поля замкнуть, придав им форму петли, то частицы плазмы будут двигаться вдоль этих линий, удерживаясь в области петли.

На практике осуществить магнитное удержание плазмы достаточно большой плотности не просто: в ней часто возникают магнитогидродинамические и кинетические неустойчивости. Магнитогидродинамические неустойчивости связаны с изгибами и изломами магнитных силовых линий. В этом случае плазма может начать перемещаться поперек магнитного поля в виде сгустков, за несколько миллионных долей секунды уйдет из зоны удержания и отдаст тепло стенкам камеры. Такие неустойчивости можно подавить, придав магнитному полю определенную конфигурацию. Кинетические неустойчивости очень многообразны. Среди них есть такие, которые срывают упорядоченные процессы, как, например, протекание через плазму постоянного электрического тока или потока частиц. Другие кинетические неустойчивости вызывают более высокую скорость поперечной диффузии плазмы в магнитном поле, чем предсказываемая теорией столкновений для спокойной плазмы.

3.2.3 Системы с замкнутой магнитной конфигурацией

Если к ионизованному проводящему газу приложить сильное электрическое поле, то в нем возникнет разрядный ток, одновременно с которым появится окружающее его магнитное поле. Взаимодействие магнитного поля с током приведет к появлению действующих на заряженные частицы газа сжимающих сил. Если ток протекает вдоль оси проводящего плазменного шнура, то возникающие радиальные силы подобно резиновым жгутам сжимают шнур, отодвигая границу плазмы от стенок содержащей ее камеры. Это явление названо **пинч-эффектом**.

Пинч-эффект (pinch - сужение, сжатие) - эффект сжатия, стягивания сильноточного газового разряда (плазменного образования) в результате взаимодействия тока разряда с магнитным полем, собственным или внешним.

Пинч – эффект ("щипок", "толчок") - сжатие сильноточного газового разряда в результате взаимодействия тока разряда с собственным или внешним магнитным полем. В плазменных установках под пинч-эффектом понимают сжатие плазмы под действием протекающего в нем тока.

Известно, что один из наиболее существенных механизмов силового действия тока на проводник связан со взаимодействием тока с порождаемым им магнитным полем (пинч-эффект). Механизм образования упругих напряжений при пинч-эффекте состоит в следующем. Электрический ток в проводнике приводит к возникновению в нем магнитного поля, которое действует с силой Лоренца на вызвавший это поле дрейфующий электронный газ. Независимо от направления тока такая сила самодействия всегда направлена к

центру проводника перпендикулярно направлению тока. В результате электронный газ сжимается к центру проводника, образуя отрицательный объемный электрический заряд, а у поверхности проводника, где концентрация электронов понижается, формируется положительный заряд (при этом полный заряд проводника остается равным нулю). Вследствие такой поляризации в проводнике образуется поперечное к току электрическое поле (поле Холла), которое, действуя с силой Кулона на ионную решетку, приводит к ее упругому сжатию с образованием механических напряжений.

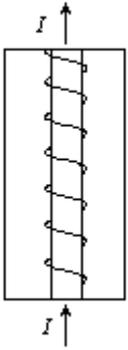


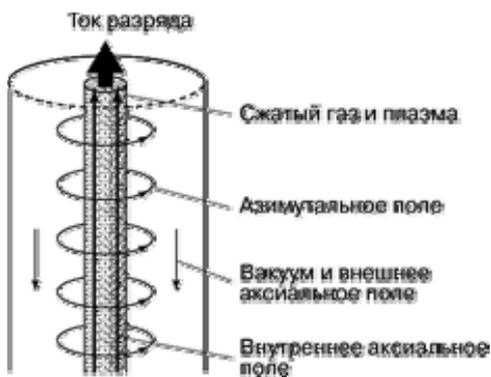
Рис. 3. Сужение плазмы в плазменный шнур.

Во время прохождения линейного заряда вокруг него возникают электрические кольцевые токи, обладающие периодическим сжимающим действием. Пинч-эффект наблюдается при исследовании электрических разрядов с большой силой тока в прямых разрядных трубках. Ток, текущий по такому газообразному проводнику (ионизированному газу) окружает себя кольцевыми силовыми линиями магнитного поля. Взаимодействие тока с его собственным магнитным полем создает силу, сжимающую разрядный столб. В результате такого сжатия разряд сжимается в узкий шнур (**Рис. 3**).



Рис. 4. Неустойчивый плазменный шнур. Силовые линии магнитного поля сгущаются с вогнутой стороны, усиливая изгиб.

Метод пинча применяется для удержания плазмы; особенность - нагрев газа до высоких температур самим электрическим током. Помимо диффузии плазмы в радиальном направлении, наблюдается еще продольный дрейф и выход ее через торцы плазменного шнура. Потери через торцы можно устранить, если придать камере с плазмой форму бублика. В этом случае получается **тороидальный пинч**. Серьезной проблемой являются присущие пинчу магнитогидродинамические неустойчивости. Дело в том, что при пинч-эффекте появляется не только поперечное сжатие шнура плазмы магнитным полем, но и возникает ряд новых эффектов. Например, взаимодействие стягивает одноименные токи в сгустки, разрывая плазму, а из-за разделения зарядов возникают плазменные колебания.



Если у плазменного шнура возникает небольшой изгиб, то плотность силовых линий магнитного поля с внутренней стороны изгиба увеличивается (**Рис. 4**). Магнитные силовые линии, которые ведут себя подобно сопротивляющимся сжатию жгутам, начнут быстро «выпучиваться», так что изгиб будет увеличиваться вплоть до разрушения всей структуры плазменного шнура. В результате плазма вступит в контакт со стенками камеры и охладится.

Рис. 5. Схема стабилизации плазменного шнура магнитным полем (Плазменный шнур можно защитить от неустойчивости изгиба аксиальными полями, создаваемыми внутри и снаружи токонесящего шнура).

Чтобы исключить это губительное явление, до пропускания основного аксиального тока в камере создают продольное магнитное поле, которое вместе с приложенным позднее круговым полем «выпрямляет» зарождающийся изгиб плазменного шнура (**Рис. 5**). Принцип стабилизации плазменного шнура аксиальным полем положен в основу двух перспективных проектов термоядерных реакторов – токамака и пинча с обращенным магнитным полем.

3.2.4 Открытые магнитные конфигурации

В системах открытой конфигурации проблема удержания плазмы в продольном направлении решается путем создания магнитного поля, силовые линии которого вблизи торцов камеры имеют вид сужающегося пучка. Заряженные частицы движутся по винтовым линиям вдоль силовой линии поля и отражаются от областей с более высокой напряженностью (где плотность силовых линий больше). Такие конфигурации (**Рис. 6**) называются ловушками с магнитными пробками, или магнитными зеркалами. Магнитное поле

создается двумя параллельными катушками, в которых протекают сильные одинаково направленные токи. В пространстве между катушками силовые линии образуют «бочку», в которой и располагается удерживаемая плазма. Однако такие системы не в состоянии удерживать плазму той степени плотности, которая необходима для работы реактора.

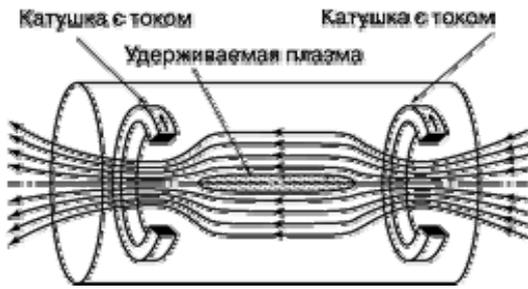


Рис. 6. Классическая магнитная ловушка плазмы с катушками, которые создают поле, отражающее частицы к центру камеры реактора и таким образом удерживающее плазму в ограниченном пространстве.

4. УСТАНОВКИ С МАГНИТНЫМ УДЕРЖАНИЕМ

Одной из первых и самых простых попыток реализовать идею магнитного удержания является **Z-пинч** - плазменный шнур между двумя электродами, ток в котором создает азимутальное магнитное поле, призванное сжимать и удерживать плазму.

Z-пинч («зет-пинч») - сжатие, возникающее при разряде между двумя электродами.

На идее Z-пинча работают замкнутые тороидальные установки **токамак** и **стелларатор**: шнур, изогнутый в тор, избавлен от прямого контакта горячей плазмы с электродами, а неустойчивости пинча преодолеваются усложнением структуры поля с помощью дополнительных внешних токов, окружающих тор.

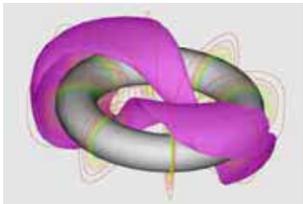


Рис. 7. Магнитные поверхности в равновесной плазменной конфигурации

Магнитные методы удержания плазмы используются в установках тороидального типа, таких, как токамак и пинч с обращенным магнитным полем.

Для удержания плазмы при помощи тороидального магнитного поля необходимо создать условия, при которых плазма не смещалась бы к стенкам тора. Это достигается «скручиванием» силовых линий магнитного поля (т.н. «вращательным преобразованием»). Такое скручивание осуществляется двумя способами. В первом способе через плазму пропускается ток, приводящий к конфигурации устойчивого пинча. Возникает конфигурация, известная под названием токамак («Тороидальная КАмера с МАгнитными Катушками»). **Токамак (Рис. 8).**

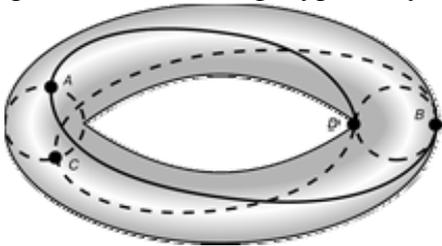


Рис. 8. Тороидальное поле стелларатора или токамака. Частицы, многократно обегая пространство внутри тора вдоль магнитной силовой линии, описывают тороидальную поверхность и тем самым не позволяют скапливаться электрическим зарядам. Типичная траектория частицы – ADCBA.

Во втором способе для обеспечения равновесия удерживаемой плазмы применяются специальные винтовые обмотки вокруг тороидальной плазменной камеры. Токи в этих обмотках создают сложное магнитное поле, приводящее к закручиванию силовых линий суммарного поля внутри тора. Такая установка называется **стелларатором**.

4.1 Токамак

Токамак (Тороидальная КАмера с МАгнитными Катушками) - тороидальная установка для магнитного удержания плазмы. Плазма удерживается не стенками камеры, которые не способны выдержать её температуру, а специально создаваемым магнитным полем. Особенностью токамака является использование электрического тока, протекающего через плазму для создания полоидального поля, необходимого для равновесия плазмы. Этим он отличается от стелларатора, в котором и тороидальное, и полоидальное поля создаются с помощью магнитных катушек.

Токамак - устройство для осуществления реакции термоядерного синтеза в горячей плазме в квазистационарном режиме, причем плазма создается в тороидальной камере и ее стабилизирует магнитное поле.

В установках типа токамак плазму создают внутри тороидальной камеры с помощью безэлектродного кольцевого разряда. Через плазменный сгусток пропускают электрический ток. При этом у него появляется собственное магнитное поле - сгусток плазмы как бы сам становится магнитом. Теперь с помощью внешнего магнитного поля определенной конфигурации можно подвесить плазменное облако в центре камеры, не позволяя ему соприкасаться со стенками.

В токамаке, в сущности, заложен принцип трансформатора. Разреженная смесь дейтерия и трития помещается в тороидальную трубку, вокруг которой создается сильное магнитное поле. В трубке возникает сильное вихревое электрическое поле (как в мощном понижающем трансформаторе), которое вызывает в газе ток порядка миллиона ампер. Магнитное поле, удерживающее плазму, поддерживается как за счет тока, протекающего через обмотку вокруг камеры, так и за счет тока, индуцированного в плазме. Для получения более устойчивой плазмы используется внешнее продольное магнитное поле. Вакуумная камера в форме тора заполнена смесью изотопов водорода и свободных электронов. Она охватывает стальной сердечник, играя роль вторичной обмотки трансформатора (Рис. 9). На первичную обмотку подается переменное напряжение, индуцирующее в камере электрический ток - движение электронов. Сталкиваясь с атомами, электроны высокой энергии ионизируют их - сила тока возрастает. В камере возникает плазма. На камеру надеты обмотки тороидального поля, которое сжимает плазму в шнур. Поле катушек удерживает плазменный шнур в центре камеры, не давая ему коснуться стенок.

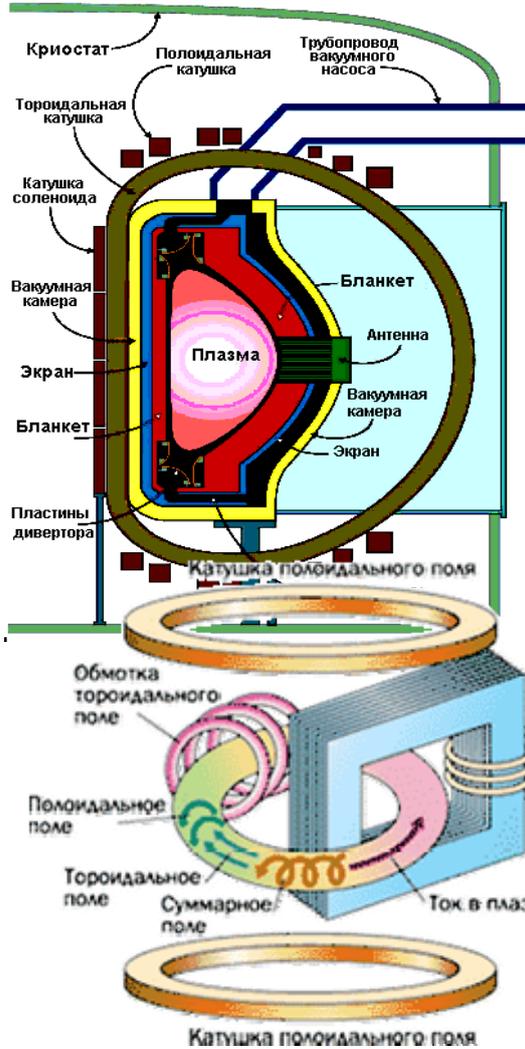


Рис. 9. Схема токамака.

Камера в токамаке - тороидальная, то есть по форме напоминает бублик (Рис. 9). Из камеры откачивают воздух, чтобы посторонние атомы не вмешивались в процесс, а затем в нее вводят дейтерий-тритиевую смесь. Снаружи расположены катушки, подключенные к переменному электрическому напряжению. Подобно первичной обмотке трансформатора, они создают кольцевой ток в водородной плазме. В газе всегда есть свободные ионы и электроны, которые начинают двигаться в камере по кругу, как в короткозамкнутой вторичной трансформаторной обмотке. Этот ток нагревает газ, количество ионизированных атомов растет, одновременно увеличивается сила тока и повышается температура плазмы. А значит, количество водородных ядер, слившихся в ядро гелия и выделивших энергию, становится все больше.

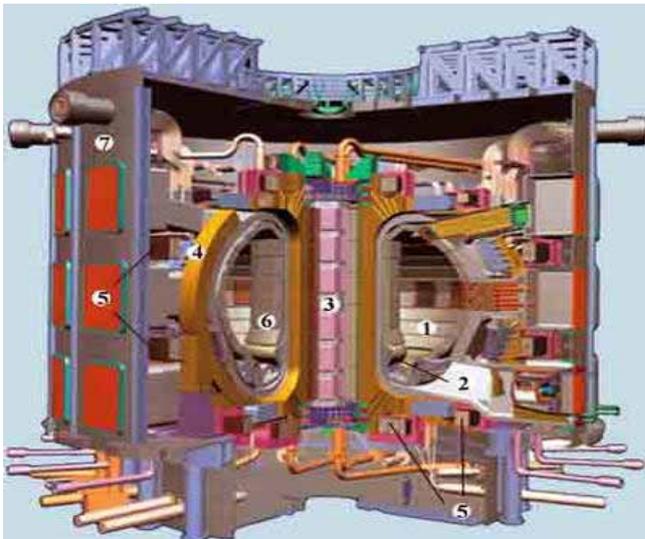
Рис. 10. Принципиальная схема токамака.

Основной нагрев идет за счёт джоулева тепловыделения. Сильно нагреваются прежде всего электроны плазмы, менее - ионы. Передача энергии от электронов к ионам идет медленно (из-за малости потока энергии). В этом состоит главное препятствие на пути

решения проблемы достижения высоких температур. Приходится применять дополнительные источники нагрева.

Теплоизоляция плазменного шнура и его удержание в токамаках достигается за счет внешнего и собственного магнитных полей. Магнитное поле сжимает плазменный шнур и отрывает его от стенки камеры. Этим достигается идеальная теплоизоляция. К сожалению, такая простая схема не привела к успеху. Плазменный шнур очень неустойчив и "живет" очень короткое время из-за разного рода пульсаций турбулентного типа. Он быстро распадается и вываливается на стенки камеры. Устойчивость плазмы можно повысить путем уменьшения кольцевого тока в плазме и использования для дополнительного нагрева мощных излучатели радиоволн сверхвысокой частоты - **гиротронов**.

Рис. 11. Термоядерный реактор ИТЭР типа токамак (проект).



Омический нагрев плазмы в токамаке недостаточен для осуществления реакции термоядерного синтеза. Это связано с тем, что при нагреве плазмы сильно уменьшается ее электрическое сопротивление, и в результате резко снижается выделение тепла при прохождении тока. Увеличивать ток в токамаке выше некоторого предела нельзя, поскольку плазменный шнур теряет устойчивость и перебрасывается на стенки камеры. Поэтому для нагрева плазмы используют различные дополнительные методы. Наиболее эффективные из них – инжекция пучков нейтральных атомов с высокой энергией и микроволновое облучение. В первом случае ускоренные до энергий 50–200 кэВ ионы нейтрализуются (чтобы избежать «отражения» их назад магнитным полем при введении в камеру) и инжектируются в плазму. Здесь они снова ионизируются и в процессе столкновений отдают плазме свою энергию. Во втором случае используется микроволновое излучение, частота которого равна ионной циклотронной частоте (частота вращения ионов в магнитном поле). На этой частоте плотная плазма ведет себя как абсолютно черное тело, т.е. полностью поглощает падающую энергию.

ТОКАМАК состоит из вакуумной камеры, образующей канал, где циркулирует плазма, магнитов, создающих поле и систем нагрева плазмы. К этому прилагаются вакуумные насосы, постоянно откачивающие газы из канала, система доставки топлива по мере его выгорания и дивертор – система, через которую полученная в результате термоядерной реакции энергия выводится из реактора. Тороидальная плазма находится в вакуумной оболочке. α - Частицы, образующиеся в плазме в результате термоядерного синтеза и находящиеся в ней, повышают ее температуру. Нейтроны через стенку вакуумной камеры проникают в зону лития, в которой их кинетическая энергия превращается в тепло и в которой воспроизводится тритий. Литиевая оболочка (бланкет) помещена в специальную оболочку, которая защищает обмотку магнита от вылетающих нейтронов и γ -излучения. Обмотка магнита (рабочая температура 4К) охлаждается жидким гелием и находится в сверхпроводящем состоянии. Из литиевого бридера удаляют образовавшиеся тритий и гелий.

Создание термоядерного реактора натолкнулось на ряд технологических трудностей.

1. При работе термоядерного реактора необходимо пополнять количество топлива (D+T) в реакторе и удалять ^4He из плазмы. Вследствие этого отдается предпочтение пульсирующему термоядерному реактору, несмотря на то, что его энергетический баланс не является наилучшим: в каждом цикле следует вводить новую газовую смесь, нагревать и удерживать ее до тех пор, пока значительная часть D и T (10-20%) не вступит в реакцию синтеза.

2. Необходимость создания магнитных полей высокой напряженности (около 100 кЭ).

3. Металлы, из которых изготавливают вакуумную камеру, должны быть устойчивыми при температуре около 1000⁰С. При больших плотностях потока нейтронов в результате протекания (n, α)- и (n,p) – реакций в этих материалах образуются пузырьки газов, возникают дефекты в кристаллической решетке; материалы становятся хрупкими и непрочными. Вследствие высокой температуры дефекты быстро распространяются во всем объеме материала. Особенно опасна бомбардировка высокоэнергетическими α -частицами: атомы гелия не растворимы в металлах, выделяются из кристаллической решетки и образуют газовые пузырьки. Давление в пузырьках растет, пузырьки «взрываются» (блистеринг), атомы металла попадают в вакуумную камеру и гасят плазму (проблема первой стенки).

4.2 Пинч с обращенным полем (ПОП)

Конфигурация ПОП отличается от токамака тем, что в ней направление тороидального поля вне плазмы противоположно его направлению внутри плазменного шнура. Такая система находится в состоянии с минимальной энергией и хорошо защищена от наиболее грубых крупноразмерных магнитогидродинамических неустойчивостей. От более мелких, локальных неустойчивостей ее в значительной мере защищает т.н. «магнитный шир» – изменение направления силовых линий суммарного магнитного поля при движении по радиусу шнура. В плазме может спонтанно возникать обращенная конфигурация поля, и когда это происходит, плазма сильнее нагревается и проявляет повышенную устойчивость. Достоинством конфигурации ПОП является то, что в ней отношение объемных плотностей энергии плазмы и магнитного поля больше, чем в токамаке. Это отношение должно быть как можно больше, чтобы уменьшить тороидальное поле, а следовательно, снизить стоимость создающих его катушек и всей несущей конструкции. Слабая сторона ПОП состоит в том, что термоизоляция у этих систем хуже, чем у токамаков, и не решена проблема поддержания обращенного поля.

4.3 Стелларатор

Здесь, как и в ТОКАМАКе, плазма подвешена в магнитном поле, но тока в ней нет. Греют плазму мощным радиоизлучением, а держат ее магнитные поля, созданные внешними катушками. В стеллараторе на замкнутое тороидальное магнитное поле налагается поле, создаваемое специальной винтовой обмоткой, навитой на корпус камеры. Суммарное магнитное поле предотвращает дрейф плазмы в направлении от центра и подавляет отдельные виды магнитогидродинамических неустойчивостей.

Стелларатор (stellar - звёздный), замкнутая магнитная ловушка для удержания высокотемпературной плазмы. Тип реактора для осуществления управляемого термоядерного синтеза.

Главным преимуществом стелларатора является то, что примененный в нем способ удержания не связан с наличием тока в плазме, и потому он может работать в стационарном режиме. Кроме того, винтовая обмотка может оказывать «диверторное» действие, т.е. очищать плазму от примесей и удалять продукты реакции.

4.4 Открытая ловушка

Открытые ловушки - разновидность магнитных ловушек для удержания термоядерной плазмы в определённом объёме пространства, ограниченном в направлении вдоль поля. В отличие от замкнутых ловушек (токамаков, стеллараторов), имеющих форму тороида, для открытых ловушек характерна линейная геометрия, причём силовые линии магнитного поля пересекают торцевые поверхности плазмы (с этим связано происхождение термина "открытая ловушка" - она "открыта" с торцов).

В установке типа открытой ловушки (пробкотрон) в цилиндрическую вакуумную камеру, запёртую магнитными пробками, точно выбрав направление, впрыскивают атомы, которые тормозятся в водородном газе и превращают его в горячую плазму. Удерживают ее магнитные поля сложной конфигурации.

Открытые ловушки обладают рядом преимуществ по отношению к другим системам удержания: они привлекательны с инженерной точки зрения; в них эффективно используется удерживающее плазму магнитное поле; они допускают работу в стационарном режиме; в них относительно просто решается проблема удаления из плазмы продуктов термоядерной реакции и тяжелых примесей. Недостаток: слишком большая скорость потерь плазмы вдоль силовых линий магнитного поля.

4.5 Плазменный фокус

Плазменный фокус - нестационарный сгусток плотной высокотемпературной дейтериевой плазмы, являющийся локализов. источником нейтронов и жёстких излучений; так же называют и электроразрядную установку, в которой получается эта плазма. Плазменный фокус относится к разряду пинчей; образуется в области кумуляции токовой оболочки на оси газоразрядной камеры, вследствие чего, в отличие от z-пинча, приобретает нецилиндрическую (обычно воронкообразную) форму. Благодаря этому удаётся резко повысить плотность энергии в плазме (эффект фокусировки) и стимулировать ряд процессов, приводящих к генерации мощных импульсов жёстких излучений

В вакуумной камере между двумя электродами создается мощный импульс тока, который быстро нагревает плазму и дает всплеск ядерного синтеза. Плазма связана с магнитным полем, но синтез идет в импульсах микросекундной длительности.

4.6 Галатея

Галатея – магнитные ловушки, в которых магнитное поле создается не только внешними (по отношению к плазме) катушками, а и погруженными в плазму проводниками с током. Преимущество: отсутствие неустойчивостей, связанных с диамагнетизмом плазмы. В таких “магнитных баллонах” плазма располагается в области очень малого магнитного поля, что позволяет использовать их в малорадиоактивном термоядерном реакторе на D-³He-топливе.

Традиционные магнитные ловушки, перечисленные выше, имеют одно общее свойство: плазма и магнитное поле в них "перемешаны". Это приводит к нескольким неприятным явлениям, одно из которых -



неустойчивость плазменного шнура. Заряженные частицы плазмы движутся в поле по спиральям, образуя круговые токи. Собственные магнитные поля токов направлены противоположно полям внешним, и при их взаимодействии возникает сила, выталкивающая плазму из поля. В устройствах, называемых галатеями, магнитное поле образует своего рода "корку", или "забор", который отбрасывает вылетающую частицу внутрь плазменного шнура. Для этого внутри плазменного объема нужно подвесить сверхпроводящие кольца, по которым циркулирует электрический ток.

Рис. 12. Схема аппаратуры для лазерного термояда.

5. УСТАНОВКИ ИНЕРЦИОННОГО СИНТЕЗА

Инерциальный управляемый термоядерный синтез - один из видов ядерного синтеза, при котором термоядерное топливо удерживается собственными силами инерции. Идея заключается в быстром и равномерном нагреве термоядерного топлива, так чтобы образовавшаяся плазма до разлёта успела прореагировать. При использовании данного принципа реактор будет импульсным. Для D-T плазмы сжатой в 100 раз с температурой 10^8 К и диаметром в 2 мм, время удержания соответствует 10^{-9} секунды, что создаёт значительную проблему мгновенности разогрева. Поэтому для разогрева используют различные высокомоощные лазеры, в том числе лазеры сверхкоротких импульсов. Для увеличения плотности и времени удержания используется радиационная импlosion мишени, и прочие вторичные эффекты.

В импульсных системах с инерционным удержанием плазмы, выполнение критерия Лоусона достигается не за счёт длительного удержания плазмы, а за счёт увеличения её плотности в результате сжатия смеси. Если при сжатии удастся достичь требуемой температуры 10-50 КэВ, а плотность смеси после её сжатия будет достаточно велика, то она успеет прореагировать за время инерционного разлета смеси. Такие системы, которые фактически используют микровзрывы небольшого количества реагирующей смеси, называются системами с инерционным удержанием. Основная физическая задача в этом направлении управляемого термоядерного синтеза - получение высоких степеней сжатия в таком малом количестве топлива, которое позволит использовать выделившуюся термоядерную энергию без разрушения камеры.

В инерционном термоядерном синтезе несколько миллиграмм дейтериево-тритиевой смеси сжимаются оболочкой, ускоряемой за счет реактивных сил, возникающих при испарении оболочки с помощью мощного лазерного или рентгеновского излучения. Энергия выделяется в виде микровзрыва, когда в процессе сжатия в смеси дейтерия с тритием достигаются необходимые условия для термоядерного горения. Время жизни такой плазмы определяется инерционным разлетом смеси и поэтому критерий Лоусона для инерционного удержания принято записывать в терминах произведения ρr , где ρ - плотность реагирующей смеси и r - радиус сжатой мишени. Для того, чтобы за время разлета смесь успела выгореть, нужно, чтобы $\rho r \sim 3$ г/см². Отсюда следует, что критическая масса топлива, M , уменьшается с ростом плотности смеси, $M \sim 1/r^2$, а следовательно и энергия микровзрыва будет тем меньше, чем большей плотности смеси удастся достичь при сжатии.



Рис. 13. Взрывная камера создаваемой в России установки инерционного термоядерного синтеза «ИСКРА-6». Со всех сторон в камеру будет вводиться 128 лучей, генерируемых фиолетовым лазером на стекле с неодимом. Импульс длительностью 3 нс будет нести энергию 300 кДж, длина волны лазера - 350 нм. На сегодня уже построены и используются в экспериментах четыре лазерных канала (установка «Луч») с энергией в импульсе 12 кДж.

Ограничения на степень сжатия связаны с небольшой, но всегда существующей неоднородностью падающего на оболочку излучения и с несимметрией самой мишени, которая еще и нарастает в процессе сжатия из-за развития неустойчивостей. В результате появляется некая критическая масса мишени и, следовательно, критическая энергия, которую нужно вложить оболочку для ее разгона и получения положительного выхода энергии. В мишень с массой топлива около 5 мг и радиусом 1-2 мм нужно вложить 2 МДж за время $5-10 \times 10^{-9}$ с. При этом энергия микровзрыва будет на уровне всего 5×10^8 Дж (эквивалентно около 100 кг обычной взрывчатки) и может быть легко удержана достаточно прочной камерой. Предполагается, что будущий термоядерный реактор будет работать в режиме последовательных микровзрывов с частотой в несколько герц, а выделяемая в камере энергия будет сниматься теплоносителем и использоваться для получения электроэнергии.

Многослойные мишени уже проверены с помощью подземных ядерных взрывов, которые позволяют обеспечить требуемую мощность излучения. Было получены зажигание и большой положительный выход термоядерной энергии, и поэтому нет сомнений, что этот способ может привести к успеху. Основная техническая проблема - создание эффективного импульсного драйвера для ускорения оболочки. Требуемые мощности можно получить, используя лазеры, но к.п.д лазеров слишком мал для того, чтобы можно было рассчитывать на положительный выход энергии. В настоящее время разрабатываются и другие драйверы для инерционного синтеза основанные на использовании ионных и электронных пучков, и на создании рентгеновского Лазерное зажигание

Чтобы микровзрыв произошел, надо успеть за миллиардные доли секунды нагреть топливный шарик до термоядерной температуры. Сделать это можно с помощью мощных лазеров. Недавно в США заработала мощная лазерная установка NIF с энергией импульса до 1,8 миллиона джоулей. Лазерные лучи со всех сторон направляют на мишень, содержащую термоядерное топливо. Это смесь дейтерия с тритием, охлажденная ниже температуры плавления водорода, т. е. до 10К (-263°C). Под действием светового давления и реактивной силы от испаряющегося с поверхности вещества происходит одновременно сильное сжатие и нагрев мишени. Если достичь плотности в 1000 раз выше плотности твердого водорода, то одного миллиона джоулей будет достаточно для поджига термоядерной реакции. Но пока в экспериментальных установках плотность возрастает лишь в 30-40 раз. Основное препятствие — недостаточная равномерность освещения мишени. Даже небольшие (в несколько процентов) различия скорости сжатия по разным направлениям приводят к деформации мишени, и плазма буквально просачивается между лазерными пучками.



Рис. 14. Лазерная установка УТС с отражателями.

Для более равномерного сжатия в последнее время стали применять схему непрямого облучения мишени. Твердый дейтерий-тритиевый шарик помещают в оболочку из материала с большим зарядом ядра, например урана или золота. Лазерные лучи вводят в нее через два окна так, чтобы не задев мишень, осветить внутреннюю поверхность оболочки. Она сразу превращается в слой горячей плазмы, испускающий мощное рентгеновское излучение, которое намного равномернее освещает мишень, вызывая её сжатие. Ожидается, что таким способом удастся достичь сжатия мишени в 4000 раз и получить в 100-200 раз больше термоядерной энергии, чем содержалось в лазерном импульсе. Впрочем, и этого мало: КПД лазера составляет около 2%, а значит, чистый выигрыш в энергии будет всего несколько раз. Возможно, ситуация улучшится, если разделить задачи сжатия и нагрева вещества: для поджига мишени, предварительно сжатой обычными лазерами, можно использовать появившиеся в последнее время лазеры с очень коротким импульсом - 10^{-11} сек.

Еще одна проблема инерционного термоядерного синтеза - необходимость взрывать заряды несколько раз в секунду. Пока столь мощные лазеры дают по одному импульсу в несколько часов. Есть идея заменить их ускорителями ионов: у них значительно выше КПД, и они могут работать с высокой частотой. Но из-за электрического отталкивания ионов пучок трудно сфокусировать до нужного диаметра.

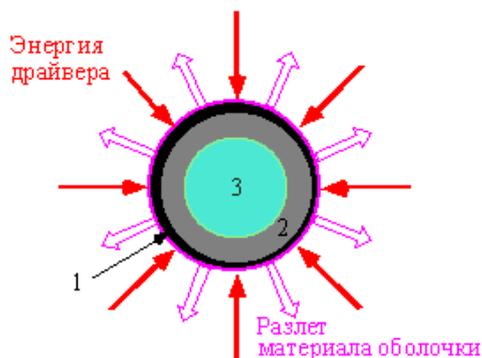


Рис. 15. Мишень для инерционного синтеза: полая оболочка (1), слой твердой замороженной DT смеси (2) и DT газа низкой плотности в центре мишени (3).

Одна из возможных схем мишени показана на **Рис. 15**. Основное топливо содержится внутри мишени в виде твердой DT смеси, намороженной на внутреннюю сторону оболочки мишени. Центральная часть мишени заполнена разреженным DT газом (примерно 5 % от полной массы топлива), который служит для поджига мишени в процессе ее сжатия. Испарение материала оболочки мишени и его разлет создает реактивную, силу, сжимающую оболочку и содержащиеся в нем DT топливо. В конечном, сжатом состоянии давление должно быть примерно однородным по сечению, но температура в центральной области, получившейся из разреженного газа (область 3 на **Рис. 15**), будет более высокой, поэтому, в центре загорится термоядерная реакция, которая будет разогревать более плотную внешнюю область. В результате, термоядерное горение распространится на всю смесь, содержащуюся внутри оболочки. После этого, смесь будет разлетаться, примерно, со скоростью звука, соответствующей температуре смеси, $T = 20 \div 40$ КэВ.

Расчёты показали, что для поджига мишени миллиметрового размера, содержащей несколько миллиграмм DT смеси, к ней требуется подвести полную энергию на уровне нескольких МДж за время меньшее или порядка 10 наносекунд. Отклонения от симметрии облучения мишени должно быть не более 1%. В термоядерном реакторе с электрической мощностью 1 ГВт нужно поджигать 5÷6 мишеней в секунду.

Помимо лазеров существуют и другие мощные драйверы - ионные и электронные пучки, которые также могли бы обеспечивать требуемые мощности на поверхности мишеней. Были разработаны импульсные системы питания, способные создавать и подводить к мишеням энергию 1-10 МДж за 10^{-8} с, т.е., получать пиковые мощности на уровне 10^{15} Вт.

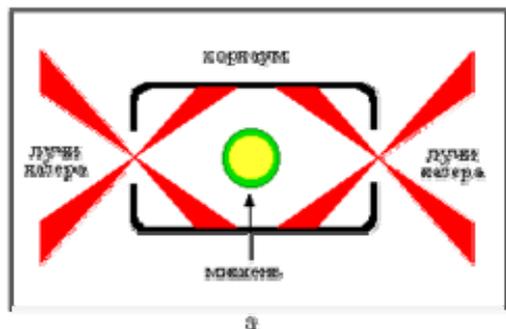
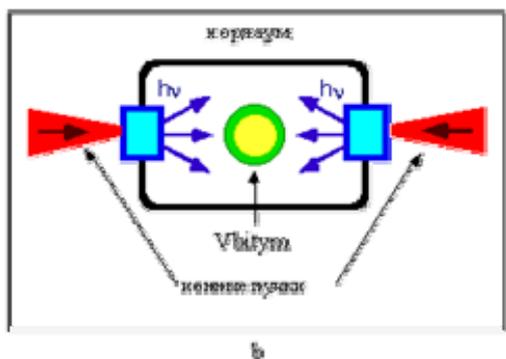


Рис. 16. Схема облучения мишени в холрауме для лазерного излучения (а) и пучков тяжелых ионов (б). Испускание стенками мягкого рентгена



Рассмотрим теперь, каким образом в эксперименте добиваются требуемой равномерности облучения. Существуют два принципиальных подхода. При прямой схеме облучения, которая используется в случае оптических драйверов, однородность достигается за счет использования большого количества лучей, равномерно распределенных по поверхности мишени. При этом используются различные дополнительные оптические методы, позволяющие более равномерно "размазать" излучение отдельного пучка по поверхности мишени. Второй подход, который можно использовать не только для оптических, но и пучковых драйверов, заключается в использовании холраума - дополнительной камеры с

небольшими отверстиями, которая изготовлена из материалов с большим Z , например таких, как вольфрам (Рис. 16).

Непрямая схема облучения позволяет преобразовывать лазерное излучение в излучение с меньшей длиной волны (мягкое рентгеновское излучение), которое обеспечивает лучшие характеристики сжатия мишени, чем исходное излучение. Кроме того, достигается большая равномерность облучения мишени. Несмотря на наличие "посредника" в этой схеме, эффективность преобразования лазерного излучения в рентгеновское достигает в экспериментах 40-80 %. Схема с холраумом является основной схемой сжатия при использовании ионных пучков, которые имеют большой пробег в веществе и следовательно не могут быть использованы для прямого облучения мишени.

Можно использовать два типа ионных пучков: пучки легких ионов, типа Li , с энергией в несколько десятков МэВ и пучки тяжелых ионов, типа Pb , с энергией до 10 ГэВ. Если говорить о реакторных приложениях, то в обоих случаях нужно подвести к мишени радиусом несколько миллиметров энергию в несколько МДж за время порядка 10 нс. Необходимо не только сфокусировать пучок, но и суметь провести его в камере реактора на расстояние порядка нескольких метров от выхода ускорителя до мишени, что для пучков частиц является совсем не простой задачей.

Пучки легких ионов с энергией несколько десятков МэВ можно создавать с относительно большим к.п.д. с помощью импульсного напряжения, приложенного к диоду. Современная импульсная техника позволяет получать мощности, требуемые для обжатия мишеней, и поэтому, пучки легких ионов являются наиболее дешевым кандидатом для драйвера. Так, установка RBFA-11 (США) позволяет создавать короткие (15 нс) импульсы 30 МэВ-ных ионов Li с пиковым током 3.5 МА и полной энергией около 1 МДж. Кожух из материала с большим Z с мишенью внутри помещается в центре сферически симметричного диода, позволяющего получать большое количество радиально направленных ионных пучков. Энергия ионов поглощается в кожухе холраума и пористом наполнителе между мишенью и кожухом и преобразовывается в мягкое рентгеновское излучение, сжимающее мишень. В реакторе, использующем лёгкие ионы в качестве драйвера, требуются колоссальные потоки быстрых частиц с высокой плотностью частиц вблизи мишени. Фокусировка таких пучков на миллиметровые мишени представляет собой задачу огромной сложности. Кроме того, лёгкие ионы будут заметно тормозиться в остаточном газе в камере сгорания.

Переход к тяжелым ионам и большим энергиям частиц позволяет существенно смягчить эти проблемы и, в частности, уменьшить плотности тока частиц и, таким образом, облегчить проблему фокусировки частиц. Однако, для получения требуемых 10 ГэВ-ных частиц требуются огромные ускорители с накопителями частиц и прочей сложной ускорительной техникой. Положим, что полная энергия пучка 3 МДж, время импульса 10 нс и область, на которую должен быть сфокусирован пучок, представляет собой окружность с

радиусом 3 мм. Сравнительные параметры гипотетических драйверов для обжатия мишени приведены в Табл. 2.

Табл. 2. Сравнительные характеристики драйверов на лёгких и тяжёлых ионах.

Тип драйвера	Ионы	Энергия ионов	Скорость частиц	Ток ионов	Плотность частиц *)
Лёгкие ионы	Li	30 МэВ	$3 \cdot 10^7$ м/с	10 МА	$6 \cdot 10^{20}$ м ⁻³
Тяжёлые ионы	Pb	10 ГэВ	10^8 м/с	30 кА	10^{17} м ⁻³

*) – в области мишени.

Пучки тяжёлых ионов, также, как и лёгкие ионы, требуют использования холраума, в котором энергия ионов преобразуется в рентгеновское излучение, равномерно облучающее саму мишень. Конструкция холраума для пучка тяжёлых ионов лишь немного отличается от холраума для лазерного излучения. Отличие заключается в том, что пучки на требуют отверстий, через которое лазерные лучи проникают внутрь холраума. Поэтому, в случае пучков, используются специальные поглотители частиц, которые преобразуют их энергию в рентгеновское излучение. Один из возможных вариантов показан на Рис. 16b. Оказывается, что эффективность преобразования уменьшается с ростом энергии ионов и ростом размера области, на которой происходит фокусировка пучка. Поэтому, увеличение энергии частиц свыше 10 ГэВ нецелесообразно.

Пока ускорителей тяжёлых ядер, требуемых для инерционного синтеза, не существует. Основная трудность их создания связана с необходимостью увеличивать плотности потоков частиц до такого уровня, при котором пространственная плотность заряда ионов уже существенно влияет на динамику и фокусировку частиц. Для того, чтобы уменьшить эффект пространственного заряда, создают большое количество параллельных пучков, которые будут соединяться в камере реактора и направляться на мишень. Характерный размер линейного ускорителя - несколько километров.

Одна из возможных схем заключается в самофокусировке пучков, которая может происходить в газе низкого давления. Пучок будет вызывать ионизацию газа и компенсирующий встречный электрический ток, протекающий по плазме. Азимутальное магнитное поле, которое создается результирующим током (разницей тока пучка и обратного тока плазмы), будет приводить к радиальному сжатию пучка и его фокусировке. Такая схема возможна, если давление газа будет поддерживаться в нужном диапазоне 1-100 Торр.

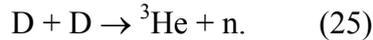
Хотя пучки тяжёлых ионов открывают перспективу создания эффективного драйвера для термоядерного реактора, они имеют перед собой колоссальные технические трудности, которые еще предстоит преодолеть, прежде, чем цель будет достигнута. Для термоядерных приложений нужен ускоритель, который будет создавать пучок 10 ГэВ-ных ионов с пиковым током в несколько десятков КА и со средней мощностью около 15 МВт. Объём магнитной системы такого ускорителя сравним с объемом магнитной системы токамака и, поэтому их стоимости одного порядка.

В отличие от магнитного термоядерного реактора, где требуется высокий вакуум и чистота плазмы, в камере импульсного реактора такие требования не предъявляются. Основные технологические трудности создания импульсных реакторов лежат в области драйверной техники, создании прецизионных мишеней и систем позволяющих подавать и контролировать положение мишени в камере. Сама камера импульсного реактора имеет относительно простую конструкцию. Большинство проектов предполагает использовать жидкую стенку создаваемую открытым теплоносителем. Например, проект реактора NYLIFE-11 использует расплавленную соль Li_2BeF_4 , жидкая завеса из которой окружает область, куда поступают мишени. Жидкая стенка поглощает нейтронное излучение и смывает остатки мишеней. Она же демпфирует давление микровзрывов и равномерно передает её на основную стенку камеры. Характерный внешний диаметр камеры 8 м, её высота - 20 м. Полный расход жидкого теплоносителя составляет 50 м³/с. Предполагается, что кроме основного, стационарного потока, в камере будет сделана импульсная жидкая заслонка, которая будет открываться синхронизировано с подачей мишени с частотой около 5 Гц для пропускания пучка тяжелых ионов.

Требуемая точность подачи мишени составляет доли миллиметров. Очевидно, что пассивная подача мишени на расстояние в несколько метров с такой точностью в камере, в которой будет происходить турбулентные потоки газа, вызванные взрывами предшествующих мишеней, представляет собой практически невыполнимую задачу. Поэтому, в реакторе потребуются система управления, позволяющая отслеживать положение мишени и производить динамическую фокусировку пучка. В принципе, такая задача выполнима, но может существенно усложнить управление реактором.

Определённые перспективы в УТС имеет использование рентгеновских лучей. При сдавливании электрическим разрядом (Z-пинч) вольфрамовых проволок, окружающих дейтериевую мишень, проволоки

испаряются, создавая мощный рентгеновский импульс, который сжимает и нагревает мишень. дейтериевой плазмы, где проходит реакция:



Использование рентгеновской установки вместо дорогого лазера возможно приведет к удешевлению термоядерной энергии, повысив её конкурентную способность. Отказ от DT-топлива снимет сложную проблему наработки трития. А это не только экономическая выгода, но и важный экологический стимул.

Рассмотрим теперь перспективы взрывной дейтериевой энергетики.

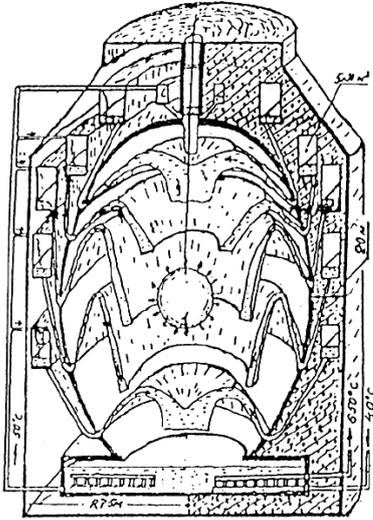


Рис. 17. Схема реактора КВС (взрывная дейтериевая энергетика)

Предложен метод получения ядерной энергии путём взрывов атомных зарядов, инициирующих DD-реакцию. Согласно ему предлагается производить в камере КВС (котел вспышечного сгорания) термоядерные взрывы большой мощности (а не микровзрывы, как в инерциальном термояде) с целью получения энергии.

Энергетическая выгода заключается в том, что выделяемая в DD реакции энергия идёт на производство электричества, а нейтроны регенерируют ${}^{239}\text{Pu}$ из ${}^{238}\text{U}$, как это делается в реакторах на быстрых нейтронах. Предлагаемая мощность зарядов 10 килотонн в тротиловом эквиваленте, что в 10^5 раз больше мощности микровзрывов лазерных мишеней!

Такой взрыв может выдержать КВС очень большого размера диаметр 120 м, высота 250 м, камера из железобетона со стенками толщиной 25 м, наполненная разреженным аргоном (Рис. 17). Для смягчения ударной волны за секунды до взрыва перед стенками создается защитный занавес из жидкого натрия, одновременно используемого как теплоноситель первого контура и как аккумулятор наработанного ядерного топлива. Установка размещается под землей в скальном грунте. Дополнительное преимущество предлагаемого метода в том, что решается проблема оружейного плутония: накопленного плутония хватит для обеспечения мировой энергетики на тысячу лет.

Проблема реализации КВС в том, что все атомные взрывы, даже подземные, сейчас запрещены.

Для полноты картины упомянем идею холодного термоядерного синтеза (мюонного катализа). Этому варианту УТС не нужны горячая плазма, микро- и макровзрывы, вообще какой-либо разогрев. Суть его заключается в использовании нестабильной частицы - отрицательно заряженного мюона, масса которого в 200 раз больше массы электрона. Мюон по своим свойствам очень похож на электрон, в частности, он может замещать электрон в атоме, но, по закону квантования, радиус мюонной орбиты в 200 раз меньше, чем электронной. Атомы дейтерия и трития, в которых место электрона занял мюон, могут объединяться в молекулы, где ядра дейтерия и трития сближены в 200 раз, до расстояния около 10^{-11} см, что всё ещё намного больше радиуса ядерных сил (10^{-13} см). В горячей плазме при таком сближении ядерная реакция не пойдет, т.к. встреча ядер длится мгновение, после чего они разлетаются. Но в мезомолекуле дейтерий и тритий постоянно находятся на таком расстоянии и могут, «почувствовав» друг друга, с заметной вероятностью осуществить туннельный переход, вступив в DT-реакцию. Образуются ядро гелия и нейтрон, выделится энергия синтеза, а мюон, ставший вновь свободным, может сесть на орбиту соседнего атома, заменив в нем электрон. Все повторится - произойдет новое сближение ядер и новая реакция синтеза. Отрицательный мюон выступает здесь в роли активного посредника, сводящего вместе дейтерий и тритий. Он - ядерный катализатор. Оказывается, за время своей короткой жизни (2 мкс) мюон успевает осуществить до ста DT-реакций.

Способ нуждается в интенсивных потоках мюонов, получаемых на ускорителях во взаимодействии энергичных протонов с ядрами, и, как в любом методе, необходимо условие положительного выхода энергии. Сейчас идет борьба за энергетическую цену одного мюона, и если она окажется меньше суммарного выхода реакций синтеза, мю-катализ будет включен в реестр конкурирующих путей УТС.

6. ВОДОРОДНАЯ БОМБА

Термоядерное оружие использует синтез лёгких элементов, для которого не существует понятия критическая масса и, следовательно, нет тех трудностей, которые осложняют создание атомной бомбы. Кроме того, при синтезе дейтерия и трития выделяется в 4,2 раза больше энергии, чем при делении ядер такой же массы урана-235. Водородная бомба – гораздо более мощное оружие, чем атомная бомба.

В водородной бомбе можно использовать следующие термоядерных реакции:

- (1) $D + T \rightarrow He^4 + n + 17.588 \text{ МэВ}$ (26а)
 (2) $D + D \rightarrow He^3 + n + 3.268 \text{ МэВ}$ (26б)
 (3) $D + D \rightarrow T + p + 4.03 \text{ МэВ}$ (26в)
 (4) $He-3 + D \rightarrow He^4 + p + 18.34 \text{ МэВ}$ (26г)
 (5) $Li-6 + n \rightarrow T + He^4 + 4.78 \text{ МэВ}$ (26д)
 (6) $Li-7 + n \rightarrow T + He^4 + n - 2.47 \text{ МэВ}$ (26е)

При температурах, достигаемых в атомных бомбах, реакция (1) проходит в 100 раз быстрее, чем следующие (реакции 2 и 3 вместе взятые). Это объясняет очень сильное желание использовать тритий в первых термоядерных экспериментах. Реакции (2) и (3), в свою очередь, в 10 раз быстрее реакции (4). При этом скорость всех этих процессов (1-4) экспоненциально растет с температурой. При повышении температуры, в ходе набирающего обороты синтеза, скорость реакции (4) превышает скорость реакций (2)+(3) вместе взятых. Реакции (5) и (6) строго говоря не являются термоядерными. Это обычные реакции деления, происходящие при захвате литием нейтрона в нужном энергетическом диапазоне. Зато в их ходе выделяется очень ценный тритий, который не останется без дела. Реакция ${}^6\text{Li}+n$ требует нейтрона с энергией несколько МэВ, ${}^7\text{Li}+n$ - нейтрона не менее 4 МэВ. Используя легкую для поджога, но чрезвычайно дорогую дейтериево-тритиевую смесь, возможно инициировать заметную реакцию даже при обычной плотности термоядерного горючего, используя лишь тепло от атомного взрыва (50-100 млн. градусов). Правда изотоп водорода H^3 - тритий - дорог в производстве (на порядок дороже оружейного плутония), да и к тому же радиоактивен. Это делает его непригодным к использованию. Остается H^2 - дейтерий - вполне доступное горючие для реакций (2), (3). Его недостаток - дейтерий должен был быть очень сильно сжат или сжижен при криогенной температуре - непрактично. Проблема решается путем комбинирования дейтерия с литием в химическое соединение - дейтерид лития. При этом за счет деления лития производится большое количество трития для реакции (1). Все сложности с реакциями синтеза упираются в необходимость обеспечения высокой скорости протекания реакции (т.е. высокой температуры) и достаточного времени реакции.

Одна из первых и самая ясная идея построения термоядерного заряда заключается в простом окружении ядра делящейся атомной бомбы слоем термоядерного горючего. Излучение от атомного взрыва способно сжать 7-16 слоев горючего, перемежающегося со слоями делящегося материала и нагреть его примерно до такой же температуры, как и само делящееся ядро. Быстрые нейтроны, рожденные при реакциях в слоях термоядерного горючего, должны были вызвать деления в соседних слоях делящихся материалов, что должно было приводить к заметному увеличению энерговыделения. В результате ионизационного сжатия термоядерного горючего в процессе взрыва должна была сильно увеличиться его плотность и резко возрасти скорость термоядерных реакций. Расчеты показывают, что при температурах атомного взрыва может начаться только одна реакция - дейтерия с тритием:



это требовало бы использования очень дорогого и столь же неудобного трития.

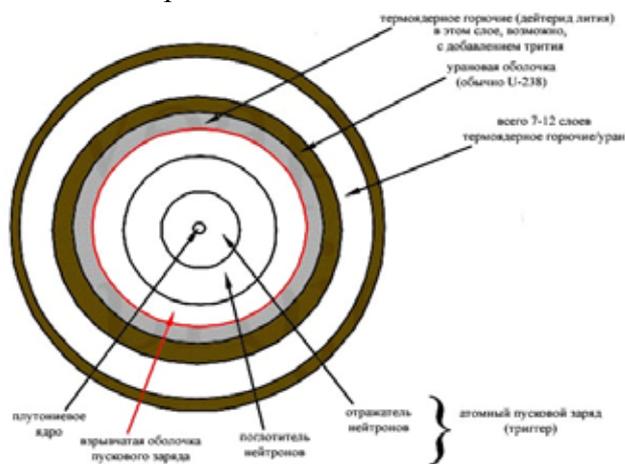
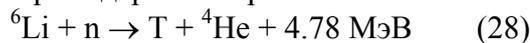


Рис. 18. Термоядерный заряд ограниченного потенциала (слойка).

В 1947 Теллер предложил использовать новое термоядерное горючее - дейтерид лития-6. Это должно было привести к значительному увеличению производства трития в процессе самой реакции и тем самым заметно увеличить эффективность термоядерного горения



требовался по меньшей мере 12-см слой дейтерида, чтобы полностью утилизировать все поступающие от первичного заряда нейтроны. Реакция распада лития, кроме производства трития, еще больше повышала температуру, помогая начаться синтезу. Захват всех нейтронов создаст выделение энергии примерно в 2.5% от мощности триггера. И все это тепло поступит непосредственно в горючее. Урановые оболочки, окружающие термоядерное топливо, первоначально выполняют роль теплоизоляторов, не давая энергии выйти за пределы капсулы с топливом. Без них горючее, состоящее из лёгких элементов и поэтому полностью ионизированное, было бы абсолютно прозрачно для теплового излучения, и не прогрелось бы до высоких температур. Непрозрачный уран, поглощая эту энергию, возвращает часть ее обратно в топливо. Кроме того, урановые оболочки увеличивают сжатие горючего путем

сдерживания его теплового расширения. На втором этапе, уран подвергается распаду за счёт нейтронов, появившихся при синтезе. Это настолько усиливает энергетический выход, что схема становится более-менее актуальной для реализации. Энерговыведение может быть повышено за счёт увеличения толщины дейтерида и урана. В этом случае достаточно вторичных нейтронов поставляется делением уранового корпуса обратно в слой дейтерида лития, рождая второе поколение атомов трития. Таким образом, устанавливается сложная цепная реакция: распад урана в оболочке → рождение трития → синтез → реакция распада в уране оболочки. Процесс прекращается тогда, когда увеличившаяся в размерах оболочка начнет терять слишком много нейтронов. Преимущество "однократной" схемы состоит в небольшой массе готового изделия. Недостаток - в использовании в ней большого количества дорогих материалов. В конструкцию можно ввести изначально небольшое количество трития, тогда некоторые нейтроны не расходятся на его образование (ведь он уже есть), а непосредственно делят ^{238}U оболочки. Создается увеличение выхода заряда - ведь теперь появились "свободные" нейтроны - родившиеся при реакции *изначальный* тритий + дейтерий. Идея "слойки", пришла на ум сначала Теллеру, потом в 1948 А. Д. Сахарову, затем британским ученым. Но будучи тупиковой ветвью развития термоядерных систем отмерла.

Схема радиационной имплозии Улама-Теллера использует тот факт, что при обычном атомном взрыве 80% энергии выделяется в виде мягких рентгеновских лучей, а не в виде осколков деления. Естественно, рентгеновские лучи намного опережают расширяющиеся (со скоростью 1000 км/с) остатки плутония. Это позволяет использовать их для сжатия и поджога отдельной емкости с термоядерным горючим (второй ступени), путем обжатия излучением, до того, как расширяющийся первичный заряд разрушит её.



Рис. 19. Схема Улама-Теллера.

По этой схеме компоненты бомбы помещаются в цилиндрический корпус с пусковым атомным зарядом ("триггером") на одном конце. Термоядерное топливо в виде цилиндра или эллипсоида помещается в корпус-толкатель - слой очень плотного материала - урана/вольфрама. Внутри цилиндра аксиально помещен стержень из ^{239}Pu или ^{235}U , 2-3 см в диаметре. Все оставшееся пространство корпуса заполняется пластмассой. Триггер от цилиндра с горючим отделен защитной крышкой из урана или вольфрама. После взрыва пускового заряда рентгеновские лучи, испускаемые из области реакции деления, распространяются по пластмассовому наполнителю. Основные составляющие пластмассы - атомы углерода и водорода, которые полностью ионизируются и становятся совершенно прозрачными для рентгена. Урановый экран между триггером и капсулой с горючим, а так же сам корпус капсулы предотвращают преждевременный нагрев дейтерида лития.

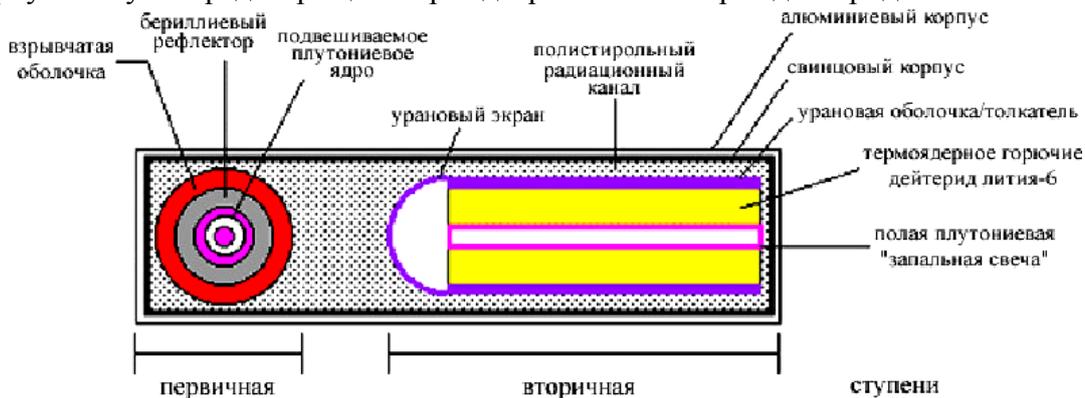


Рис. 20. Двухэтапная схема радиационной эксплозии.

Тепловое равновесие устанавливается чрезвычайно быстро, так что температура и плотность энергии сохраняются постоянными на всем пути распространения излучения. Когда урановый корпус бомбы нагревается, то начинает расширяться и охлаждаться путем уноса массы (абляции). Явление уноса, подобно огненной струи ракетного двигателя направленного внутрь капсулы, развивает огромное давление на термоядерное горючие, вызывая прогрессирующее его обжатие. Установившееся тепловое равновесие обеспечивает равномерность распределения давления со всех сторон.

Абляция - унос массы с поверхности твёрдого тела потоком горячих газов, обтекающим эту поверхность. Происходит в результате эрозии, расплавления, сублимации. Наблюдается, например, при движении в атмосфере с большими скоростями метеорных тел и космических летательных аппаратов.

После срабатывания первичного заряда "корпус" капсулы представляет собой многократно ионизированную плазму. Прозрачная углеродно-водородная плазма тормозит раннее расширение плазм корпусов капсулы и всей бомбы, сохраняя канал для распространения рентгеновского излучения от перекрытия его тяжелыми атомами корпусов. Сила, сжимающая и ускоряющая термоядерное горючее, развивается исключительно благодаря **абляции**. Два остальных возможных источника давления - давление плазмы (давление, развиваемое тепловым движением плазмы между корпусами) и давление рентгеновских фотонов - не оказывают непосредственного влияния на обжатие. Оказываемое на капсулу (состоящую из уранового корпуса, горючего и стержня из делящегося материала) давление приводит к цилиндрической имплозии, уменьшая ее диаметр примерно в 30 раз. Плотность материала капсулы возрастает в 1000 раз. Находящийся в центре капсулы плутониевый стержень воспринимает очень сильное ударное воздействие и разогревается до высокой температуры, при этом сжимаясь в ~4 раза. Однако этого хватает для приведения его в надкритическое состояние. Быстрые нейтроны, в избытке имеющиеся при делении триггера, замедляются дейтеридом лития до тепловых скоростей и начинают цепную реакцию в стержне так скоро, как быстро он переходит в сверхкритическое состояние. Его взрыв вызывает еще большее увеличение давления и температуры в центре капсулы, делая их достаточными для разжигания термоядерной реакции. Далее, самоподдерживающаяся реакция горения двигается к внешним областям капсулы с топливом. Корпус капсулы мешает выходу теплового излучения за ее пределы, значительно увеличивая эффективность горения.

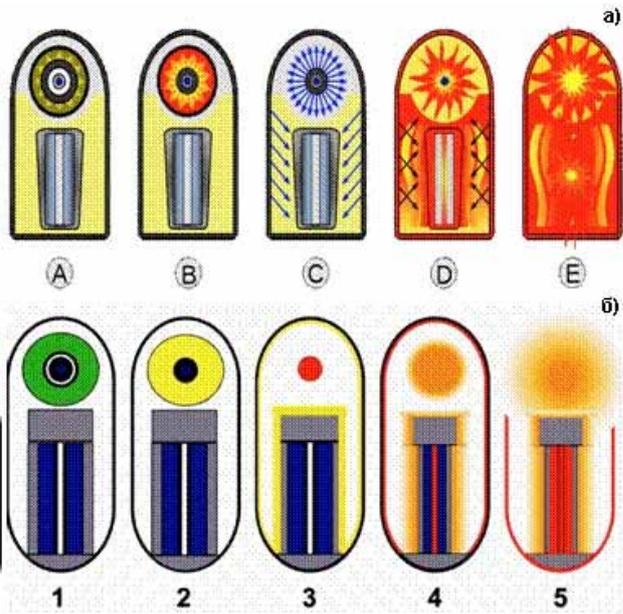


Рис. 21. Развитие процессов при взрыве атомного заряда
 а) Развитие плазмы
 б) Последовательность абляции.

Температуры, возникающие в ходе термоядерной реакции многократно превышают образующиеся при цепном делении (до 300 миллионов К). С ростом температуры растет и скорость прохождения реакций. Все это происходит всего за несколько сотен наносекунд. Для срабатывания этой схемы крайне важны условия симметрии заряда и точного соблюдения условий эффективной лучевой имплозии. Бор-10, служащий хорошим поглотителем нейтронов и снижающим эффект предварительного разогрева термоядерного топлива. Двухступенчатая схема Теллера-Улама позволяет создавать столь мощные заряды, на сколько хватит мощности триггера для сверхбыстрого обжатия большого количества горючего. Для дальнейшего увеличения величины заряда можно использовать энергию второй ступени для сжатия третьей. Вообще, на каждой стадии в таких устройствах возможно усиление мощности в 10-100 раз.

Двухступенчатая схема Теллера-Улама позволяет создавать столь мощные заряды, на сколько хватит мощности триггера для сверхбыстрого обжатия большого количества горючего. Для дальнейшего увеличения величины заряда можно использовать энергию второй ступени для сжатия третьей. Вообще, на каждой стадии в таких устройствах возможно усиление мощности в 10-100 раз.

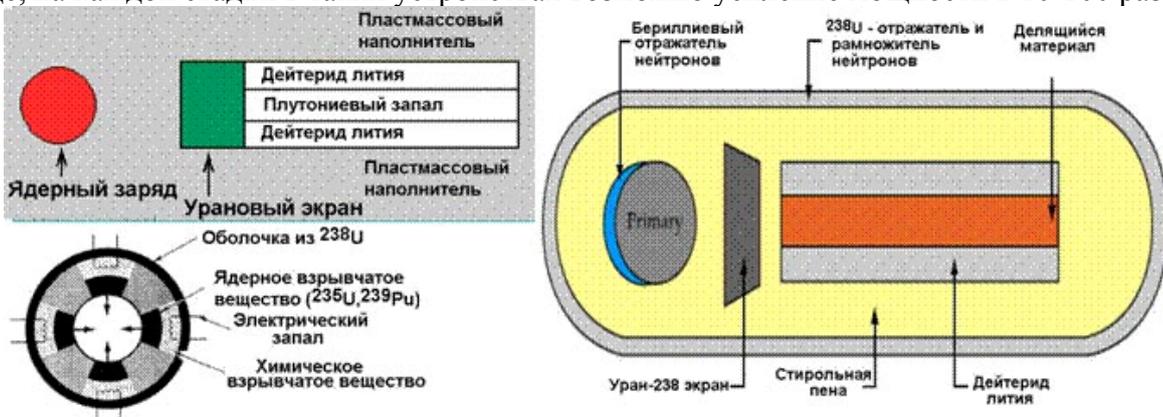


Рис. 22. Компоненты водородной бомбы.



Рис. 23. Первая водородная бомба СССР.



Рис. 24. Созданная в СССР самая мощная в мире водородная бомба («Кузькина мать», 50 мегатонн т.э.).

ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

Лекция 22. ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ В АНАЛИЗЕ ВЕЩЕСТВА

Широкое применение ядерных методов в химическом анализе связано с их высокой чувствительностью, неразрушающем способе анализа, локальностью, в некоторых случаях высокой экспрессностью, и способностью к анализу поверхности и тонких приповерхностных слоёв материалов. В тоже время важно понимать, что эти методы предназначены исключительно для изучения элементного состава вещества. Они, как правило, не дают сведений о химической форме элемента, его валентности, связанных с ним лигандах и т.п. Необходимость дополнительной информации является общим недостатком этих методов.

В данной лекции мы рассмотрим ядерно-аналитические методы (активационный анализ, рентгеновский эмиссионный анализ, резерфордское обратное рассеяние), в которых ядерная реакция является необходимой первой ступенью аналитической процедуры.

1. АКТИВАЦИОННЫЙ АНАЛИЗ

Активационный анализ (радиоактивационный анализ) - метод качественного и количественного элементного анализа вещества, основанный на активации ядер атомов и исследовании образовавшихся радиоактивных изотопов (радионуклидов). Вещество облучают ядерными частицами (тепловыми или быстрыми нейтронами, протонами, дейтронами, α - частицами и т.д.) или γ - квантами. Затем определяют вид, т.е. порядковый номер и массовое число, образовавшихся радионуклидов по их периодам полураспада $T_{1/2}$ и энергиям излучения E , которые табулированы. Поскольку ядерные реакции, приводящие к образованию тех или иных радионуклидов, обычно известны, можно установить, какие атомы были исходными.

Активационный анализ - метод определения состава вещества, основанный на активации атомных ядер и исследовании радиоактивного излучения, возникающего вследствие изменения нуклонного состава или энергетического состояния ядер. Активационный анализ - наиболее распространенный ядерно-физический метод определения состава вещества.

Активационный анализ - качественное и количественное определение состава вещества, основанное на измерении энергии излучения и периодов полураспада радиоактивных изотопов, образующихся в исследуемом веществе при облучении его нейтронами, протонами, α -частицами, γ -квантами и др.

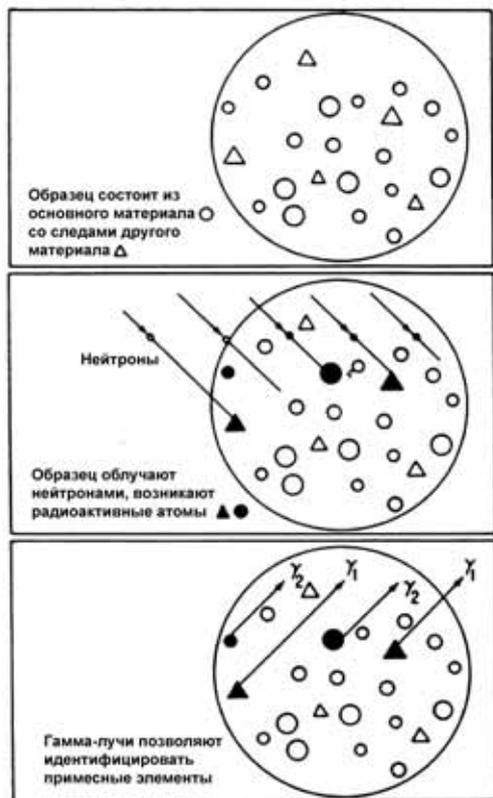
Активационный анализ впервые был проведен Д. Хевеши и Г. Леви (Венгрия, 1936) и А. А. Гринбергом (СССР, 1940).

1.1 Основы метода

Активационный анализ позволяет определить количество требуемого элемента X в некотором материале Y .

При активационном анализе образец облучается потоком частиц или γ -квантов. В результате ядерных реакций часть ядер превращается в радиоактивные или возбужденные. Идентификация элементов и количественный анализ производятся путем измерения интенсивности и энергии излучений, а также по периоду полураспада радиоактивных ядер. Так как в основе активационного анализа лежат ядерные процессы, то результаты активационного анализа не зависят от того, в какое химическое соединение входят атомы определяемых элементов, но чувствительны к изменению изотопного состава элементов.

Рис. 1. Схема активационного анализа.



анализ на заряженных частицах.

Стадии анализа:

1. Облучая Y на источнике ионизирующей радиации, переводят X в X^* - радиоактивный изотоп X .
2. Используя химические или инструментальные способы, «изолируют» X и X^* от других элементов, содержащихся в Y (не обязательно количественно) и измеряют активность X^* . Химическая изоляция интересующей активности проводится просто её химическим отделением от всех других активностей. Инструментальная изоляция интересующей активности включает детектирование радиации, которая может однозначно идентифицировать интересующий нуклид.
3. Рассчитывают количество имеющегося X .

Основные стадии для нейтронного активационного анализа представлены на **Рис. 1**.

Количественный активационный анализ основан на том, что активность образовавшегося радионуклида пропорциональна числу ядер исходного изотопа, участвовавшего в ядерной реакции.

Активность образующегося изотопа X^* изменяется во время облучения и хранения препарата, как

$$a_{X^*} = N_X \sigma \phi (1 - e^{-\lambda_{X^*} t}) e^{-\lambda_{X^*} t_1} \quad (1)$$

где a_{X^*} - активность X^* к моменту времени t_1 после окончания облучения, N_X - число ядер X , имеющих к началу облучения, σ - сечение ядерной реакции, ϕ - поток нейтронов, t - продолжительность облучения, и λ_{X^*} - постоянная распада X^* . По этому уравнению можно рассчитать N_X из a_{X^*} , если известны все другие переменные. Ур.1 применимо для тонкой мишени, под которой понимают образец, в котором поглощается 5% от потока активирующих частиц.

По измеренной активности радионуклида рассчитывают исходное содержание определяемого элемента по формуле:

$$m = \frac{AI}{6,02 \cdot 10^{23}} \varepsilon \phi \sigma \theta e^{-\lambda t_1} (1 - e^{-\lambda t}) \quad (2)$$

где m - масса определяемого элемента, г; I - измеренная скорость счета, имп/с; A - атомный вес масса определяемого элемента; ε - полная эффективность регистрации измерительной аппаратуры (отношение числа регистрируемых импульсов к числу актов радиоактивного распада); ϕ - поток частиц или γ -квантов, облучающих образец, N число частиц/см²*с; σ - сечение (вероятность) ядерной реакции, барны (10^{-24} см²); θ - доля исследуемого нуклида в природной смеси; λ - постоянная распада (c^{-1}); t - время облучения образца, с; t_1 - время выдержки (время, прошедшее с момента окончания облучения до начала измерения активности образца), с.

Замечание. При очень больших потоках бомбардирующих частиц и высоких степенях сечения активации следует вносить поправку на выгорание изотопа.

Точность этого варианта анализа 20-50%.

Этот вариант анализа, называемый абсолютным активационным анализом, применяется редко. Связано это с тем, что здесь требуется детальное знание потока и энергии бомбардирующих частиц в образце, точных значений сечений, ветвлений распада и т.п. Абсолютный метод характеризуется высокой погрешностью (относительное стандартное отклонение 0,4-0,6), что связано с неконтролируемыми колебаниями величины ϕ , сложностью определения ε , погрешностями табличных значений σ и т.д. Поэтому обычно анализ выполняют относительным методом, основанным на сравнении активностей анализируемого образца и образцов сравнения с точно известным содержанием определяемых элементов. Облучение и измерение активности образцов проводят в одинаковых условиях.

Простейшая методика состоит в облучении и счёте известного количества чистого X при тех же условиях, что и смесь X и Y . Тогда

$$\text{Масса } X \text{ в } Y = (\text{известная масса } X) \left(\frac{\text{активность } X \text{ в } Y}{\text{активность } X^* \text{ в чистом } X} \right) \quad (3)$$

Метод известен как сравнительный способ и широко применяется в активационном анализе. Он базируется на сравнении излучений от исследуемого и стандартного (как правило, состоящего целиком из изучаемого элемента, или хотя бы свободного от мешающих анализу примесей) образцов. Точность анализа 1-10%

Поскольку мы знаем, что $A = \varepsilon \lambda N$, где A - измеренная радиоактивность, λ - постоянная распада, N - число присутствующих радиоактивных ядер, ε - эффективность регистрации излучения, то можем оценить сколько радиоактивных ядер требуется, чтобы обеспечить измеренную активность. Активационным анализом можно определить количество элемента порядка $10^{-6} - 10^{-12}$ г. Чувствительности детектирования при активационном анализе различных элементов представлены на **Рис. 2**. Используя активационный анализ можно определять микрограммовые уровни свыше двух третей элементов.

1 H NA																	2 He NA																	
3 Li 0.0008 p	4 Be 15. p	Чувствительность - микрограммы элемента природного изотопного состава которые должны присутствовать в изучаемом образце, чтобы удалось провести анализ по стандартной методике. Специальными методами чувствительность можно увеличить в 100 раз																5 B 1.1 p	6 C 0.1c	7 N 1. c	8 O 1 c	9 F 0.4	10 Ne 2.											
11 Na 0.004	12 Mg 0.5	13 Al 0.004	14 Si 1. FS	15 P 0.2 b	16 S 4. bFS	17 Cl 0.05	18 Ar 0.002	19 K 0.2	20 Ca 4.	21 Sc 0.001	22 Ti 0.1	23 V 0.002	24 Cr 0.3	25 Mn 0.0001	26 Fe 2. FS	27 Co 0.01	28 Ni 0.7	29 Cu 0.002	30 Zn 0.1	31 Ga 0.002	32 Ge 0.1	33 As 0.005	34 Se 0.01	35 Br 0.003	36 Kr 0.01									
37 Rb 0.02	38 Sr 0.005	39 Y 0.4	40 Zr 0.8	41 Nb 3.	42 Mo 0.1	43 Tc NA	44 Ru 0.04	45 Rh 0.005	46 Pd 0.03	47 Ag 0.004	48 Cd 0.005	49 In 0.00006	50 Sn 0.03	51 Sb 0.007	52 Te 0.03	53 I 0.002	54 Xe 0.1	55 Cs 0.001	56 Ba 0.02	57 La 0.005	58 Ce 0.2	59 Pr 0.03	60 Nd 0.03	61 Pm NA	62 Sm 0.001	63 Eu 0.0001	64 Gd 0.007	65 Tb 0.03	66 Dy 0.00003	67 Ho 0.003	68 Er 0.002	69 Tm 0.2	70 Yb 0.02	71 Lu 0.0003
87 Fr NA	88 Ra NA	89 Ac NA	90 Th 0.2	91 Pa NA	92 U 0.003	93 Np NA	94 Pu NA	95 Am NA	96 Cm NA	97 Bk NA	98 Cf NA	99 Es NA	100 Fm NA	101 Md NA	102 No NA	103 (Lw) NA	86 Rn NA	85 At NA	84 Po NA	83 Bi 1. b	82 Pb 0.5 p	81 Tl 1. b	80 Hg 0.08	79 Au 0.0005	78 Pt 0.1	77 Ir 0.0003	76 Os 1.	75 Re 0.0008	74 W 0.004	73 Ta 0.1	72 Hf 0.0006	71 La 0.0006		

Ключ
33 As
0.005
Чувствительность в микрограммах

FS - быстрые нейтроны спектра деления; b- бета распад; p - импульс реактора; c - требуется тормозное излучение; NA - стандартный анализ невозможен

Рис. 2. Таблица чувствительности активационного анализа к определению элементов.

Наиболее распространен нейтронно-активационный анализ, в котором исследуемое вещество облучают потоком тепловых нейтронов с энергией 0,025 эВ, а в образце протекает (n,γ) -реакция, при которой каждый активирующийся изотоп увеличивает массу на единицу. Преимущество этого варианта связано с отсутствием энергетического порога для реакций с нейтронами, в результате чего нейтроны с очень малой энергией могут реагировать практически с любыми ядрами. Кроме того, сечения ядерных реакций (n,γ) на тепловых нейтронах для большинства элементов на несколько порядков выше сечений других ядерных реакций. Важно также, что ядерные реакторы и другие источники тепловых нейтронов сейчас довольно доступны. Поток нейтронов из ядерных реакторов достигает 10^{13} - 10^{15} частиц/см²*с. Метод позволяет определять большинство элементов периодической системы начиная с натрия с пределами обнаружения 10^{-4} - $10^{-12}\%$, в том числе 53 элемента - с пределами обнаружения менее $10^{-6}\%$.

Широкое распространение нейтронно-активационного анализа обусловлено его высокой чувствительностью, связанной с большим сечением реакции захвата ядрами тепловых нейтронов и наличием мощных источников нейтронов (ядерные реакторы, ускорители и др.). В ряде случаев удаётся успешно использовать и маломощные источники нейтронов. Так, предел обнаружения $\sim 10^{-4}$ - $10^{-6}\%$, достаточный для решения многих задач, может быть достигнут при использовании ампульных нейтронных источников (калифорниевый, сурьмяно-бериллиевый и др.). Например, спонтанное деление ²⁵²Cf даёт 3,8 нейтронов на одно деление, и потоки 10^9 н/см²/с доступны от источников на базе ²⁵²Cf.

Однако определение с помощью активации тепловыми нейтронами лёгких элементов от H до Ne, а также Mg, S, Ti, Al, Fe, Nb, Si, P, Tl, Pb, Bi и некоторых других связано со значительными трудностями из-за небольших сечений ядерных реакций, слишком малых или слишком больших $T_{1/2}$ образующихся радионуклидов, низких энергий испускаемого γ -, β - излучения или рентгеновского излучения. В этом случае используют нейтронно-активационный анализ на быстрых нейтронах (с энергией ~ 14 МэВ).

Источник быстрых нейтронов - нейтронный генератор. Ускорители, обеспечивающие потоки дейтронов с энергией 150 кэВ, с последующей реакцией ³H(d,n) генерируют 14 МэВ нейтроны (быстрые нейтроны) с потоками 10^9 н/см²/с. Эти быстрые нейтроны используют для активации лёгких элементов, (n,p) или (n,α) -реакций, с чувствительностью 50-200 ппм, что сравнимо с возможностями активационного анализа на медленных нейтронах. К сожалению, сечения $(n,2n)$, (n,p) и (n,α) -реакций на быстрых нейтронах редко бывают большими. Обычно сечение ядерных реакций на быстрых нейтронах на 3-4 порядка меньше, чем при активации тепловыми нейтронами. Быстрые нейтроны активируют лёгкие элементы - O, N, Si, F, Al, Mg и некоторые другие, пределы обнаружения которых составляют 10^{-3} - $10^{-5}\%$.

Замечание. Активация этих элементов, как правило, приносит не пользу, а вред, поскольку маскирует радиацию от многих важных примесных элементов.

В случае некоторых тяжёлых элементов нейтронная бомбардировка приводит к делению ядер с образованием множества радиоактивных ядер, охватывающего половину периодической системы.

Реакции на заряженных частицах (протонах, дейтронах, ³He и др.) можно также использовать для активации. Ограничения широкого распространения метода - обязательное существование порога энергии,

которая должна быть превышена, чтобы произошла активации. Кроме того, заряженные частицы имеют очень малую проникающую способность в твёрдых материалах и вследствие этого нагревают образец до высоких температур. Анализ на заряженных частицах часто совмещается с нейтронным анализом. Последний слабо чувствителен к лёгким элементам, тогда как заряженные частицы к ним чувствительны. Использование заряженных частиц требует тонких образцов и чаще используются для анализа поверхности, что требует особой тщательности при приготовлении образца. Предельно низкие концентрации (10^{-7} - $10^{-8}\%$) O, C, N и B определяют путем активации образца ускоренными протонами или α -частицами. Источник излучения в этом случае - циклотрон. С помощью заряженных частиц можно определять в чистых веществах Ca, Ti, V, Nb, Y с пределами обнаружения 10^{-5} - $10^{-7}\%$.

Фотонейтронный метод основан на испускании нейтронов при действии фотонов высокой энергии (γ -квантов) на ядра атомов химических элементов. Количество нейтронов, определяемое нейтронными детекторами, пропорционально содержанию анализируемого элемента. Эта энергия фотонов должна превышать энергию связи нуклонов в ядре, которая для большинства элементов составляет ~ 8 МэВ (лишь для бериллия и дейтерия она равна соответственно 1,666 МэВ и 2,226 МэВ; при использовании в качестве источника γ -квантов изотопа ^{124}Sb , с $E_\gamma = 1,7$ и $2,1$ МэВ, можно определять бериллий на фоне всех др. элементов). Сечения фотоядерных реакций обычно очень низки.

Активацию фотонами обычно ведут через (γ, n) реакции, а иногда по (γ, p) (γ, α) реакциям. Примером является определение свинца (**Рис. 2**) с чувствительностью 0,5 мг (свинец очень трудно анализировать нейтронами). Для γ -активационного анализа используется тормозное излучение высокой интенсивности (10^{14} - 10^{15} квант/с), получаемое на электронных ускорителях (линейные ускорители, микротроны и бетатроны) при торможении электронов в тяжёлых мишенях. Фотоядерные реакции позволяют активировать практически все элементы периодической системы элементов с пределом обнаружения $\sim 10^{-4}$ - $10^{-7}\%$. Для определения газообразующих примесей (O, N, C) используют также активацию γ -квантами. В этом случае предел обнаружения составляет 10^{-5} - $10^{-6}\%$. Фотонейтронный анализ на γ -квантах низкой энергии нашёл наибольшее применение при анализе содержания бериллия в горных породах и дейтерия в водоносных и нефтеносных породах.

Тот факт, что фотоядерные реакции начинают идти лишь при определённых – пороговых энергиях γ -квантов, позволяет селективно активировать изотопы отдельных элементов – примесей в анализируемом веществе. С помощью фотоядерных реакций анализируются различные органические вещества и металлы. Чувствительность определения кислорода, например, составляет 10^{-2} - 10^{-3} вес. %.

1.2 Практика нейтронно-активационного анализа

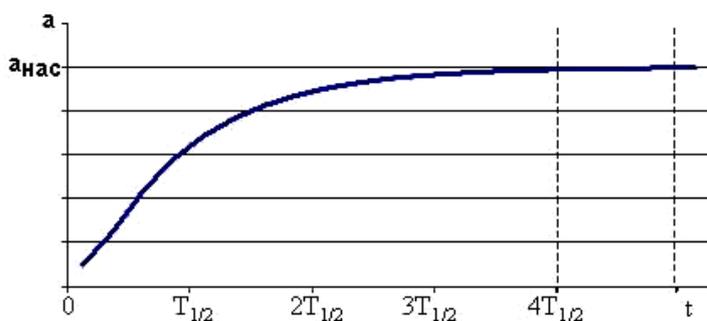
Как уже упоминалось, самый распространённый вариант радиоактивационного анализа базируется на использовании тепловых нейтронов, стимулирующих в материале (n, γ) -реакции.

Нейтронно-активационный анализ возможен на (1) мгновенных γ -квантах, поток которых из образца измеряется непосредственно при облучении материала нейтронами, или (2) на задержанных γ -квантах, поток которых измеряется вне источника нейтронов в ходе β -распада наведённой активности.

1.2.1 Анализ на мгновенном γ -излучении

Анализ на мгновенных γ -квантах обычно реализуется на выведенном из реакторе пучке нейтронов. При этом потоки, падающие на образец на ~ 6 порядков меньше, чем при облучении внутри реактора. Зато детектор может быть расположен очень близко к образцу. Методика обычно включает детектирование высокоэнергетических (>5 МэВ) γ -лучей.

Этот метод применим для элементов с экстремально большим сечением реакции радиационного захвата (B, Cd, Sm и Gd); элементов, изотопы которых имеют малые периоды полураспада. Он используется для



определения элементов, у которых в результате реакции (n, γ) образуются только стабильные изотопы или элементы, у которых аналитические изотопы испускают γ -кванты с малой интенсивностью. Успешно этот метод применяется только для анализа основного элементного состава образца.

Рис. 3. Кривая нарастания активности при облучении образца.

Изменение активности образца при облучении показано на **Рис. 3**. Активность при малых временах возрастает практически линейно, но потом стремится к предельному значению. На практике облучение ведут в течение времени, равном 2 - 4 периодам полураспада образующегося нуклида.

Метод регистрации мгновенных γ -квантов применяется для анализа вещественного состава минерального сырья и продуктов его переработки.

Замечание. Метод регистрации излучений, возникающих в ходе ядерной реакции не обязательно проводится на тепловых нейтронах – часто используются быстрые нейтроны и реакции на заряженных частицах. Регистрируются не обязательно γ -кванты, а другие продукты ядерной реакции. Так, низкий кулоновский барьер ядер лёгких элементов позволяет осуществлять ядерные реакции под действием заряженных частиц небольшой энергии. В аналитических целях используют ядерные реакции на α -частицах радиоизотопных источников и на α -частицах, дейтронах и протонах, получаемых в ускорителях частиц. По возникающим в ядерных реакциях нейтронам и γ -квантам определяют Be, B, F, Li. Реакция на медленных нейтронах (n, α), сопровождающаяся испусканием α -частиц, применяется для определения B и Li. Реакции на быстрых нейтронах, сопровождающиеся испусканием γ -квантов (n, n') неупругого рассеяния и (n, γ) радиационного захвата, а также реакцию (γ, n) используют для определения элементов в пробах большого объёма.

1.2.2 Анализ наведённой активности

Анализ наведённой активности (т.е. измерение и спектроскопия излучения от образовавшихся в результате ядерной реакции радиоактивных изотопов в большинстве случаев претерпевающих β -распад, сопровождающийся испусканием γ -квантов) используется чаще. Он применим для подавляющего большинства элементов, у которых в результате радиационного захвата образуются радионуклиды, излучение которых позволяет методами спектроскопии идентифицировать изотоп (идентификацию, естественно, можно проводить и по периоду полураспада радионуклида, но этот вариант считается неэффективным).

Первая стадия активационного анализа – приготовление образца. Незвестный и известный (стандартный) образцы должны иметь одинаковые (насколько это возможно) размеры и состав, с тем чтобы рассеяние выходящего излучения, геометрия образца и детектора во время регистрации излучения, или любые эффекты, связанные с измерением скорости счёта, были одинаковыми. На практике эта стадия требует ещё, чтобы стандартный и неизвестный образцы имели одинаковые объёмы, облучались однородным потоком нейтронов, а наведённая активность измерялась в одинаковых условиях. Предоблучательная обработка образца должна быть минимальной, чтобы уменьшить загрязнение вещества посторонними примесями. Все используемые для приготовления стандарта химикаты, должны быть сертифицированы национальными или международными агентствами.

Вторая стадия активационного анализа – выбор ядерной реакции для перевода X в X^* , а также выбора оборудования, на котором будет проводиться облучение. Продолжительность облучения и время распада до измерения активности нужно выбирать так, чтобы активность X^* превышала все посторонние наведённые активности. Обычно активационный анализ проводят на тепловых нейтронах, генерируемых ядерным реактором. Это связано с тем, что

1. Многие элементы имеют высокие сечения поглощения тепловых нейтронов в (n, γ) реакциях.
2. Ядерные реакторы обеспечивают достаточно высокие потоки нейтронов ($\phi=10^{12}$ н/см²/с)
3. Нейтроны легко проникают в вещество и, поэтому, здесь мало проблем с ослаблением потока нейтронов в образце.
4. Основные элементы, углерод, азот и кислород, слабо активируются тепловыми нейтронами, облегчая определение других элементов.

При выборе «теплого» научно-исследовательского реактора для активационного анализа, следует учитывать, что в таких реакторах отнюдь не все нейтроны являются тепловыми: в реакторе большая доля нейтронов обладает энергиями во много раз большие тепловых. Эти энергичные нейтроны способны вызвать многочисленные побочные ядерные реакции, что обязательно надо учитывать. На типичном небольшом научно-исследовательском реакторе только 25% нейтронов можно отнести к тепловым нейтронам ($0 < E_n < 0,05$ эВ). Остальные нейтроны имеют высокие энергии ($0,05$ эВ $< E_n < 0,1$ МэВ) – промежуточные нейтроны, и ($0,1 < E_n < 15$ МэВ) – быстрые нейтроны. Сечения захвата промежуточных нейтронов часто включают резонансный захват и могут достигать весьма больших значений ($>10^4$ барн). Обычно используют промежуточные нейтроны, когда хотят избежать наложения активностей, наведённых тепловыми нейтронами. Например, если образец содержит большое количество натрия, то он легко активируется по реакции $^{23}\text{Na}(n, \gamma)$ с образованием ^{24}Na ($T=15$ час), излучение которого накладывается на радиацию от определяемого элемента. Для избавления от мешающего влияния натрия, образец окружают кадмиевой фольгой, толщиной 0,1 см. Кадмий обладает очень большим сечением захвата нейтронов с энергиями ниже 1

эВ и эффективно «срезает» эти нейтроны. Оставшийся нейтронный поток, достигающий образец, состоит из промежуточных нейтронов. Эффективность использования кадмия можно оценить по формуле:

$$R = \frac{(\text{активность})_{\text{без Cd покрытия}}}{(\text{активность})_{\text{с Cd покрытием}}} \quad (4)$$

Типичные значения R варьируются от 2 до 1000, в зависимости от расположения в реакторе. Промежуточные нейтроны используются для определения Ag, As, Au, Ba, Cs, Ga, In, Mo, Pt, Rb, Sb, Se, Sr, Tb, Th, Tm, U, W, Zn и Zr на фоне других элементов.

Поэтому при выборе ядерной реакции и аппаратуры для обучения, необходимо учитывать возможность побочных реакций. Часто, хотя при обучении X переходит в X^* , какой-нибудь другой элемент Z может также перейти в X^* . В результате активность X^* будет пропорциональна содержанию Z и X в образце, а не только X . Этот факт следует учесть специальными поправками.

Для лучшего понимания практических деталей нейтронно-активационного анализа элементов, рассмотрим его реализацию на примере анализа содержания алюминия в горных породах и в метеоритах. Известно, что химический анализ таких систем не точен, особенно при малых концентрациях алюминия. Для определения алюминия выбирают реакцию $^{27}\text{Al}(n, \gamma)^{28}\text{Al}$, осуществляемую на ядерном реакторе. Напомним, что ^{28}Al – распадается с периодом полураспада 2,2 мин, с испусканием β -частицы и высокоэнергетического (1,78 МэВ) γ -излучения.

В случае анализа алюминия имеет место посторонняя реакция $^{28}\text{Si}(n, p)^{28}\text{Al}$, которая конвертирует кремний в горной породе в ^{28}Al , реакциями на быстрых нейтронах, всегда присутствующих в реакторе. Таким образом, измеренная активность ^{28}Al создана активацией как ^{27}Al и ^{28}Si . Путём облучения известного количества кремния и измерения его активности, с учётом хорошо известного содержания кремния в горной породе, можно рассчитать коррекцию на образование ^{28}Al по реакции $^{28}\text{Si}(n, p)^{28}\text{Al}$. Другое возможное наложение активностей связано с делением урана, всегда присутствующего как примесь в горной породе, или с образованием двух нуклидов, испускающих гамма-лучи близких энергий, которые не могут быть разрешены спектрометром излучения.

Окончательное решение по выбору условий обучения включает определение потока и длительности облучения. В первом приближении продолжительность облучения образца и время выдержки образца между облучением и счётом выбирается так, чтобы активность долгоживущих видов была существенно больше активности короткоживущих. С учётом радиоактивных равновесий при облучении, облучение редко ведут дольше двух-трёх периодов полураспада возникающего нуклида. (При анализе алюминия образец облучают 10 мин нейтронным потоком 5×10^{10} н/см²/с).

Вес, m , присутствующего в образце элемента рассчитывают по формуле:

$$m = \frac{Aa \exp(\lambda t_1)}{\phi \sigma \theta [1 - \exp(-\lambda t)] N_A} \quad (5)$$

где A – атомный вес определяемого элемента; a – активность (скорость распада определяемого элемента); λ – его постоянная распада; σ – сечение ядерной реакции; θ – доля распространённости элемента, подвергающегося ядерной реакции; ϕ – плотность потока бомбардирующих частиц, N_A – число Авогадро; t – время облучения; t_1 – время после облучения.

В принципе, все члены в правой части Ур. 5 известны и можно вычислить вес присутствующего в образце элемента. На практике, однако, σ неизвестно с достаточной точностью, ϕ трудно точно измерить и не всегда легко определить абсолютную скорость распада a . Поэтому неизменно используют сравнительный метод, в котором активность элемента в образце сравнивается с активностью эталона определяемого элемента. Тогда вес элемента в образце (m_x) легко вычислить из соотношения

$$m_x = m_o \frac{I_x}{I_o} \quad (6)$$

где m_o – вес элемента в эталоне; I_x и I_o – скорости счёта в образце и эталоне, измеренные в идентичных условиях.

Если время облучения соответствует такому числу периодов полураспада, что фактор насыщения $(1 - e^{-\lambda t})$ становится близким к единице, и если активность измеряется после окончания облучения в интервале времени, составляющем небольшую долю от периода полураспада, то вес элемента в образце определяется соотношением:

$$m = \frac{Aa}{\phi \sigma \theta N_A} \quad (7)$$

Следовательно, чувствительность метода будет большей при большей эффективности счётной аппаратуры, меньшем атомном весе элемента, большем сечении активирования, большей распространённости изотопа и большем потоке бомбардирующих частиц. Эффективности 10-40% можно достигнуть без больших затруднений, но 100% эффективность возможна только в благоприятных случаях и только при использовании специальной техники и аппаратуры. Как показывает формула (7), при прочих равных условиях метод активационного анализа более чувствителен для более лёгких изотопов. Сечение является главным фактором, влияющим на чувствительность метода, поскольку оно может изменяться от менее чем тысячных барн до нескольких тысяч барн, в зависимости от изотопа и метода активации. Распространённость изотопа колеблется от 1 для ^{75}As до 0,0072 для ^{235}U . Поэтому чувствительность для моноизотопных элементов часто более высокая. С другой стороны многоизотопные элементы дают возможность получить ряд радиоактивных изотопов и, следовательно, выбрать оптимальные условия проведения анализа. Однако, если периоды полураспада нескольких образующихся изотопов близки, возникают трудности в их определении при доказательстве чистоты измеряемой активности и необходимость в сложных экстраполяциях, если активности образцов не измеряются в течение очень короткого промежутка времени. Наконец, поток бомбардирующих частиц должен быть максимально возможным и варьировать от 10^4 н/см²/с для лабораторных Ra-Be нейтронных источников до 10^{15} н/см²/с для ядерных реакторов. Циклотроны и электростатические генераторы могут давать потоки от 10^8 до 10^{15} част/см²/с.

Таким образом, очевидно, что для данного источника и данного элемента чувствительность активационного анализа вполне определена, поскольку практически невозможно измерить активность ниже определённого для данной аппаратуры уровня. Этот уровень активности обычно выбирается равным скорости счёта фона, т.е. скорости счёта, регистрируемой в отсутствие образца и обусловленной естественной радиоактивностью в материале аппаратуры, космическими лучами и недостаточно защищёнными радиоактивными веществами в лаборатории. В случае счётчика Гейгера-Мюллера нижний предел порядка 10 имп/мин при эффективности около 10%, что соответствует абсолютной скорости распада 100 расп/мин. Если поток равен 10^{12} н/см²/с, то чувствительность метода:

$$\frac{A100/60}{\sigma_i 10^{-24} 6,02 \cdot 10^{23}} = \frac{A}{0,36\sigma_i} 10^{-12} \text{ з} \approx \frac{3A}{\sigma_i} 10^{-12} \text{ з}. \quad (8)$$

где σ_i – атомное сечение активации в барнах, включающее фактор θ .

Эта формула демонстрирует высокую чувствительность метода.

Помимо общей активности образца и кинетики её изменения во времени, экспериментально измеряют и энергетический спектр наведённой γ -активности.

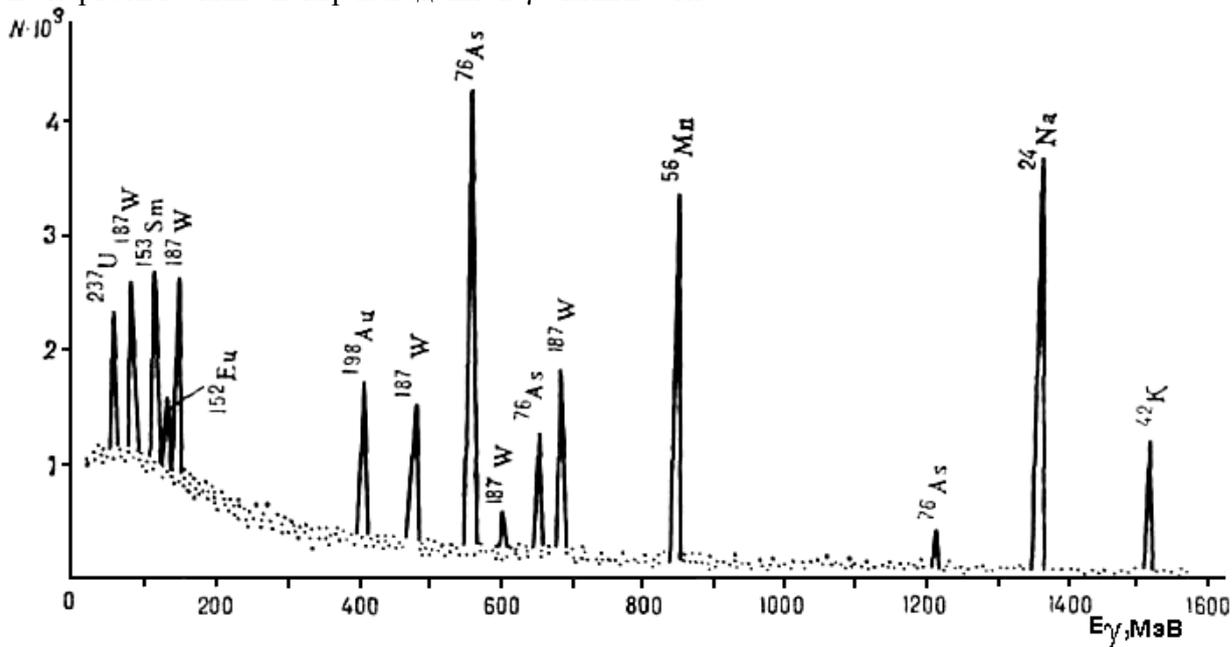


Рис. 4. Идентификация элементов и их количественный анализ по спектру γ -излучения.

Часто в образце возникает, не одна, а множество ядерных реакций. Это может быть помехой при определении интересующего элемента, но может быть использовано с пользой, когда требуется одновременный анализ нескольких элементов. Пример реального энергетического γ -спектра приведён на Рис.

4. Видно, что нейтронно-активационный анализ позволяет одновременно идентифицировать несколько элементов (по энергии излучения) и определять их количество в образце (по площади соответствующего фотопика). Отметим, что эффективной спектроскопии мешает комптоновское рассеяние, которое вызывает ложные пики и нежелательные фоновые эффекты, которые необходимо как-то устранить.

Хорошие результаты даёт метод двум облучений с различными временами. Первое короткое (минуты) облучение позволяет определить короткоживущие радионуклиды Ag, Al, Ba, Br, Ca, Cl, Co, Cu, Dy, F, I, In, K, Mg, Mn, Na, Se, Sb, Si, Sr, Ti, U и V, а последующее длительное облучение (часы) – нуклиды с промежуточными временами жизни As, Au, Br, Cd, Ga, Ge, Hg, Ho, K, La, Mo, Na, Pd, Sb, Sm, U, W и Zn или долгоживущие Ag, Ce, Cr, Cs, Co, Eu, Fe, Hf, Hg, Lu, Nd, Ni, Rb, Sb, Sc, Se, Sn, Sr, Ta, Tb, Th, Tm, Yb, Zn и Zr. После распада изотопов в образце за период в несколько дней остаётся 15-ти часовой ^{24}Na .

Следующая стадия любого активационного анализа – выбор способа изоляции интересующей активности, X^* , с целью её измерения.

При активации исходного образца из разных составляющих его элементов и изотопов (как основных, так и примесных) образуются различные радиоактивные изотопы. Поэтому необходимо их порознь идентифицировать.

Существуют два основных метода идентификации – инструментальный (спектрометрический) и радиохимический. В **инструментальном** активационном анализе, характеристические энергии гамма-излучений, испускаемых радионуклидами в активированном образце, используются для их идентификации. Здесь по соответствующим фотопикам измеряют активности интересующих радионуклидов. Это позволяет идентифицировать короткоживущие изотопы, которые не удастся измерить, если прибегнуть к длительному химическому их отделению перед счётом. Инструментальный активационный анализ позволяет автоматизировать процесс и сократить время анализа. Использование германиевых полупроводниковых детекторов с хорошим энергетическим разрешением делает инструментальный способ основным в активационном анализе.

Инструментальный вариант применяют при анализе веществ, которые либо слабо активируются, либо образуют короткоживущие радионуклиды. Макрокомпонент анализируемого вещества не должен иметь собственного мешающего γ -излучения. Анализируемый образец и образцы сравнения одновременно обучают нейтронами и затем обычно несколько раз измеряют (с помощью полупроводникового спектрометра высокого разрешения) их активности и регистрируют энергетические спектры излучения. γ -Спектры образца и эталона сопоставляют друг с другом. Спектры снимают несколько раз, что позволяет идентифицировать изотопы по энергиям их γ -излучения и по периодам их полураспада. При первом измерении идентифицируют и определяют содержание элементов, образующих короткоживущие радионуклиды, при втором – элементы, образующие более долгоживущие радионуклиды, и т.д. Последовательное измерение γ -спектров позволяет идентифицировать радионуклиды не только по энергиям испускаемых γ -квантов, но и по их периодам полураспада.

Пример инструментального активационного анализа – нейтронноактивационное определение примесей в ниобии. Невысокий уровень активности радионуклидов, образующихся при облучении нейтронами, позволяет измерять γ -спектры уже через 5-7 ч после облучения. При первом измерении определяли радионуклиды с $T_{1/2} = 2-30$ ч, напр. ^{56}Mn , ^{65}Ni , ^{24}Na , ^{64}Cu , ^{187}W , при втором (через 3-4 сут после первого) – радионуклиды с $T_{1/2}$ от 25 сут до 5 лет, напр. ^{51}Cr , ^{60}Co , ^{59}Fe . Если в Nb содержание примесей легкоактивирующихся элементов (Si, Na, Ta, W) не превышает $10^{-5}\%$, удаётся определить 30-35 элементов с пределами обнаружения $10^{-5} - 10^{-9}\%$.

Основные достоинства инструментального варианта: быстрота проведения, сравнительно небольшая трудоемкость, высокая информативность, возможность проводить анализ без разрушения образца и использовать радионуклиды с небольшими периодами полураспада (от нескольких минут до нескольких секунд). Широкое использование компьютеров для оптимизации условий анализа и обработки спектрометрической информации повысило точность и надёжность метода и позволило создать полностью автоматизированной системы активационного анализа. Основной недостаток инструментального варианта: невозможность анализировать сильно активируемые вещества, образующие долгоживущие радионуклиды.

Ошибки в активационном анализе могут возникать вследствие неоднородности активирующего потока, самоэкранирования или мешающих ядерных реакций, так что приготовление подходящих эталонов сравнения здесь особенно важно. Чувствительность спектрометрического определения ниже, чем при радиохимическом определении на 1-2 порядка.

Хотя большинство исследователей предпочитают использовать инструментальные способы, в некоторых случаях приходится прибегать к радиохимическим методикам до измерения активности образца.

В радиохимическом варианте облученный образец растворяют, а затем отделяют от основы образовавшиеся радионуклиды определяемых элементов, обычно вместе с их изотопными носителями (неактивными изотопами), которые специально добавляют в раствор в известных количествах. Затем выделяют и радиохимически очищают каждый определяемый элемент. Методы разделения - экстракция, хроматография, дистилляционные методы и др. Время разделения часто является основным ограничением активационного анализа, поскольку период полураспада многих активированных изотопов слишком мал. Выделенный препарат сушат, взвешивают для определения химического выхода и измеряют скорость счёта (β - и γ -активности), снимают энергетический спектр γ -излучения, а иногда – кривые радиоактивного распада. Аналогичные операции проводят и с эталонными образцами.

Современные экспрессные радиохимические методики позволяют получать препараты определяемых элементов радиохимической степени чистоты, активность которых можно измерять на полупроводниковом спектрометре. При доминирующем содержании одного или нескольких элементов прямой гамма-спектральный анализ затруднен и необходимо эти радионуклиды разделять на группы, удобные для измерения γ -спектров. Для достижения особенно низких пределов обнаружения выделяют индивидуальные элементы.

Необходимость в химических методиках возникает при определении следовых элементов в таких материалах, как кровь, в которых очень велико содержание натрия. Большое количество ^{24}Na образуется по реакции $^{23}\text{Na}(n, \gamma)^{24}\text{Na}$, и радиоактивный натрий маскирует слабые активности интересующих нас элементов, из-за возникновения большого фона в районе фотопиков нужных активностей. Решение этой проблемы – химическое отделение натрия от облучённой крови (ионный обмен с гидратированным пентоксидом сурьмы) с последующим инструментальным анализом очищенной крови. Этот пример – иллюстрация особенностей современного радиохимического активационного анализа. Здесь ведут не полное разделение интересующих элементов, но выделяют группу из небольшого числа активностей с дальнейшим разрешением этих активностей методом γ -спектроскопии.

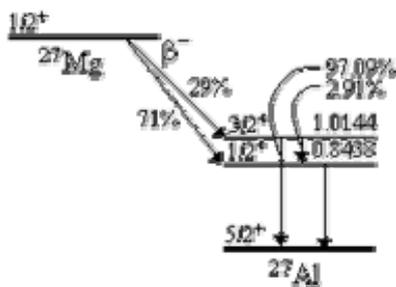


Рис. 5. Схема распада ^{27}Mg

Важно понимать, что ни химическое разделение, ни физические методы дискриминации не могут обеспечить надёжность анализа, если образец загрязнён перед активацией. Поверхностные загрязнения можно удалить после активации, если анализируется компактный твёрдый образец, но исключительно трудно предотвратить загрязнение жидкостей. Поскольку образцы загрязняются при предварительной обработке, она должна быть сведена к минимуму.

В качестве ещё одного примера нейтронно-активационного анализа по методу наведённой активности рассмотрим определение магния. Изотопом магния, который служит для анализа, является ^{26}Mg (содержание в естественной смеси 11.01%). Получающийся в результате реакции $^{26}\text{Mg}(n, \gamma)^{27}\text{Mg}$ с сечением 0.0372 барн β -радиоактивный изотоп ^{27}Mg имеет период полураспада 9.458 мин. Он распадается на возбужденные состояния ^{27}Al , которые сбрасывают энергию возбуждения эмиссией γ -квантов. γ -кванты, которые служат для идентификации и количественного анализа имеют энергии $E_1=1.0144 \text{ МэВ}$ и $E_2=0.8438 \text{ МэВ}$. Приблизительно 71% всех β -распадов сопровождается испусканием γ -квантов с энергией E_1 и 28% с энергией E_2 . При анализе необходимо учесть эффективность регистрации γ -квантов соответствующих энергий.

1.3 Применения активационного анализа.

Известны многочисленные применения активационного анализа. Основные из них: анализ особо чистых веществ, геологических объектов и объектов окружающей среды; экспрессный анализ металлов и сплавов в промышленности; определение содержания микроэлементов в крови, плазме, тканях животных и растений; судебно-медицинская экспертиза. Активационный анализ используется для определения следовых примесей в полупроводниковых материалах, металлах, метеоритах, лунных и земных горных пород, причём для определения нескольких элементов одновременно. Это позволяет получить информацию о термической и химической истории Земли, Луны, Марса и метеоритов, а также об источнике и возрасте отдельных объектов.

Геохимические применения активационного анализа включают космохимию, геохимию литосферы и гидросферы. Анализ используется для определения распространённости элементов в земной коре, выявления механизма кристаллизации магмы, и механизма возникновения осадочных пород, для определения абсолютного возраста минералов и т.п.

Активационный анализ неорганических материалов используется для определения примесей в чистых веществах, для анализа полупроводниковых материалов, а также для анализа воды и водных растворов.

Использование активационного анализа в криминалистике и судебной медицине также хорошо известно. Здесь определяют распределение следовых элементов в пулях, ножах, картинах, посуде, вине и пище и т.п., как-то связанных с преступлениями. Такая идентификация быстра и не разрушает объект исследования. Она применяется как реальное доказательство в суде. Примером является доказательство, что Наполеон был отравлен, полученное по содержанию мышьяка в волосах. Другие примеры - доказательство, что человек был застрелен выстрелом именно из этого нагана, или был отравлен именно этим напитком.

Применение активационного анализа в науках об окружающей среде является рутинным. Определение содержания примесных элементов в атмосфере городов, в озёрах, реках и т.п. используется для изучения миграции загрязнителей в различных экосистемах. Кроме того, некоторые следовые элементы биологически важны сами по себе. Классическим примером является ртуть, содержание которой в рыбе и других пищевых продуктах обычно определяется активационным анализом. Часто активационный анализ сочетается с методом радиоактивных индикаторов, когда в различных стабильные изотопы заменяют радиоактивные метки. После проведения диагностики, концентрации этих зондов измеряют радиоактивным методом.

Активационный анализ активно применяется при определении состава биологического материала, такого, как органы позвоночных, кровь млекопитающих, морские организмы, высшие растения и т.п.

Применяется активационный анализ и при анализе хроматограмм.

1.4 Преимущества и недостатки активационного анализа

Достоинства активационного анализа: высокая чувствительность, возможность в ряде случаев проводить определение без разрушения образца, высокая избирательность, возможность одновременного определения ряда примесей в одной навеске образца, отсутствие поправки контрольного опыта (т. к. все химические операции, в т.ч. травление образцов для удаления поверхностных загрязнений, проводят после облучения). Отсутствие влияния загрязнителей, поступающих из реактивов, воздуха и посуды, делают этот метод особенно пригодным для определения ничтожно малых следов примесей в чистых веществах. Кроме того, при работе с короткоживущими радионуклидами анализ может быть выполнен быстро - в течение нескольких минут. Применение нейтронных генераторов, снабжённых пневмопочтой и γ -спектрометрами с высокой разрешающей способностью, позволяет использовать радиоактивационный анализ в качестве экспрессного заводского контроля технологических процессов.

Высокая чувствительность активационного анализа является его основным преимуществом, но есть и другие положительные аспекты. Активационный анализ обычно позволяет определять сразу несколько элементов. Многие элементы в образце становятся радиоактивными в ходе облучения, и если есть возможность изолировать каждый элемент химически или инструментально, их содержание можно определить одновременно. Активационный анализ способен быть неразрушающим методом, он точный (1% точность) метод измерения концентрации элемента.

Метод весьма селективен (специфичен). Поскольку ядерные свойства радиоактивного изотопа, такие, как период полураспада, энергия β -частиц и γ -лучей, являются уникальными характеристиками данного изотопа, можно, измерив эти характеристики, быть уверенным в том, что измеренная активность соответствует определяемому элементу. Эти факторы в соединении с операциями радиохимической очистки обеспечивают высокую специфичность активационного анализа. Не всегда можно измерить все ядерные свойства образовавшегося изотопа, но обычно можно измерить достаточно свойств, чтобы подтвердить с несомненностью идентичность и чистоту измеряемого изотопа.

Таким образом, активационный анализ является многоэлементным, неразрушающим и точным методом анализа. Его чувствительность достигает нескольких пикограммов на грамм, изменяясь от элемента к элементу. Его лучше всего применять для анализа твёрдых тел. Его можно усовершенствовать путём подбора режима облучения, выбором частиц и условий обработки образца после облучения.

Активационный анализ имеет и недостатки. Он не способен определить валентное состояние элемента, требует сложной аппаратуры (например, ядерного реактора), приходится работать с высокими активностями, что требует соблюдения безопасности и получения разрешения на работу, в некоторых случаях длительное время анализа и временами необходим сложный анализ плохоразрешённых γ -спектров. К недостаткам метода: относительно малая доступность источников ядерных частиц или γ -квантов, возможность деструкции и даже разрушения образцов при облучении мощными потоками излучений, относительная сложность выполнения анализа, радиационная опасность.

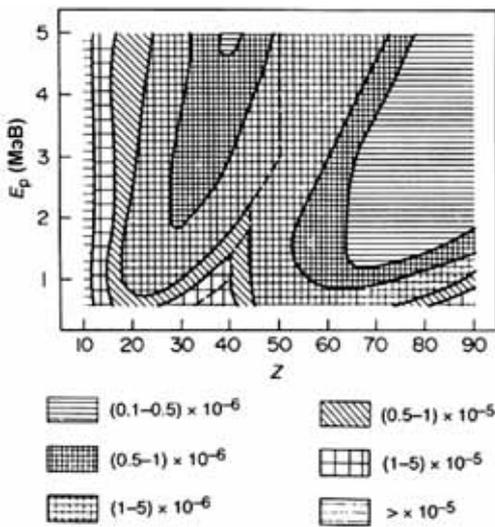
и L линии тяжёлых элементов. Пики, соответствующие данному элементу, интегрируют и по площади пика рассчитывают количество элемента или по известному абсолютному сечению ионизации ($1 - 10^4$ барн), выходу флуоресценции (0,1 – 0,9), току пучка и геометрии, или путём сравнения с результатами измерений эталона. Термин выход флуоресценции отражает долю заполняемых электронных вакансий при эмиссии рентгена от испущенных Оже-электронов.

Типичные пределы регистрации различных элементов в биологических образцах представлены на **Рис. 8**. Для многих элементов чувствительность составляет часть на миллион. Этот метод в основном применяется в биологии и медицине. Использование матрицы из лёгких элементов уменьшает непрерывный фон и удаётся регистрировать многие примесные и токсичные элементы. (Здесь нет «дыр» в пределах детектирования, которые имеют место в активационном анализе, т.к. все элементы какое-нибудь изучение да испускают). Сложности возникают при приготовлении тонких репрезентативных образцов. Заметим, что рассматриваемый здесь метод чувствителен к элементному, а не к изотопному составу.

Самое успешное применение рентгеновского анализа – исследование загрязнения аэрозолей воздуха.

Аэрозоли собирают на фильтровальную бумагу, которая представляет собой идеально тонкий образец для анализа. Основное преимущество – возможность анализа большого количества образцов за короткий период времени. Анализ осуществляется за минуту, причём все процедуры могут быть автоматизированы.

Рис. 8. Пределы детектирования в рентгено-флуоресцентном анализе биологических образцов.



Важный вариант – локальный микроанализ. Используя пучок протонов с диаметром 0,5 мм можно определить содержание следовых элементов в небольшой части образца, представляющего интерес для медицины.

3. РЕЗЕРФОРДОВСКОЕ ОБРАТНОЕ РАССЕЯНИЕ

Одним из первых экспериментов в ядерной физике была демонстрация большого углового рассеяния α -частиц от ядер золота. Эти эксперименты доказали существование в атоме маленького ядра. Силы, действующие в этом процессе, названном резерфордовским рассеянием, - кулоновские силы отталкивания положительно заряженных ядер. Схема явления представлена на **Рис. 9**.



Рис. 9. Схема метода обратного резерфордовского рассеяния.

Спектроскопия резерфордовского обратного рассеяния (спектроскопия рассеяния быстрых ионов, спектроскопия ионного рассеяния) - разновидность спектроскопии ионного рассеяния, основанная на анализе энергетических спектров ионов He^+ или протонов с энергией $\sim 1-3$ МэВ, рассеянных в обратном направлении по отношению к исследуемому образцу.

Ядерно-физический метод исследования твёрдых тел - метод обратного резерфордовского рассеяния - основан на применении физического явления – упругого рассеяния ускоренных частиц на большие углы при их взаимодействии с атомами вещества. Этот метод используется для определения состава мишеней путем анализа энергетических спектров обратно рассеянных частиц. Аналитические возможности резерфордовского рассеяния лёгких частиц нашли применение в различных областях физики и техники, от от электронной промышленности до исследований структурных фазовых переходов в высокотемпературных соединениях.

В спектроскопии резерфордовского обратного рассеяния пучок моноэнергетичных (обычно 1-2 МэВ) коллимированных лёгких ионов (H^+ , He^+) сталкивается с мишенью, после чего частично проникает вглубь образца, а частично отражается. В ходе анализа регистрируют число и энергию частиц, рассеявшихся на угол $\theta > 90^\circ$ (**Рис. 10**) и тем самым получают информацию о составе и структурных характеристиках исследуемого материала.

Энергия обратно рассеянных частиц:

$$E_1 = KE_0, \quad (9)$$

где E_0 - начальная энергия частиц пучка, а K - кинематический фактор, определяющий долю энергии, переданной ионами атомам твёрдого тела.

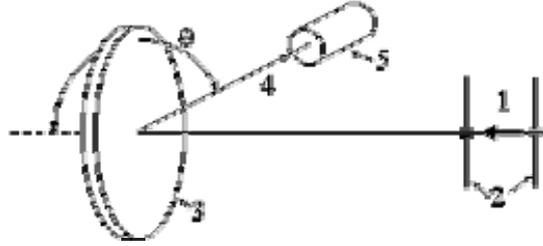
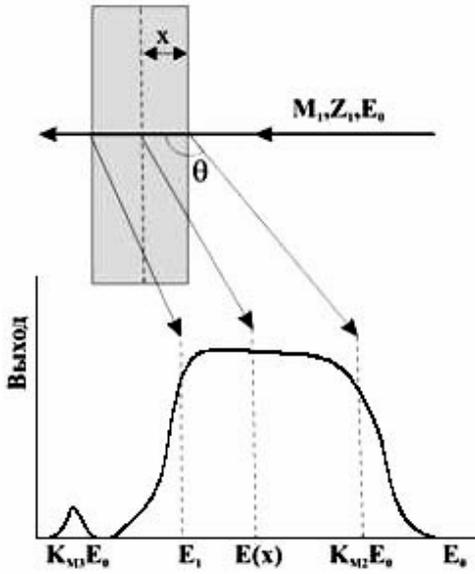


Рис. 10. Схема экспериментальной установки резерфордского обратного рассеяния. 1- пучок первичных ионов; 2-коллиматоры; 3- исследуемый образец; 4- обратно рассеянный пучок ионов; 5- детектор.



Рассмотрим принципиальные особенности метода обратного резерфордского рассеяния. Возможная схема применения метода показана на **Рис. 11**. Коллимированный пучок ускоренных частиц с массой M_1 , порядковым номером Z_1 и энергией E_0 направляется на поверхность объекта исследования. В качестве объекта исследования может быть достаточно тонкая пленка, масса и порядковый номер атомов которой равны, соответственно, M_2 и Z_2 .

Рис. 11. Схема применения метода обратного резерфордского рассеяния

Часть ионов в пучке отражается от поверхности с энергией $K_{M_2}E_0$, а часть проходит вглубь, рассеиваясь затем на атомах мишени. Здесь K_{M_2} - кинематический фактор, определяемый как отношение энергии частицы $K_{M_2}E$ после упругого рассеяния частицы на угол θ на атоме мишени M к её значению до столкновения E . Кинематический фактор - функция угла рассеяния. Рассеянные частицы, имеющие определенную энергию, выходят из мишени в разных направлениях, в одном из которых под углом θ к направлению первоначального движения регистрируется их число и энергия. Если энергии частиц анализирующего пучка достаточно для того, чтобы достичь задней поверхности мишени, то рассеянные атомами этой поверхности частицы будут иметь энергию E_1 . Общая картина рассеянных от плёнки ионов представляет собой энергетический спектр обратного рассеянных частиц. В случае присутствия на поверхности пленки примеси, масса атомов которой равна M_3 , на энергетических спектрах обратного рассеяния появится пик в области энергий $K_{M_3}E_0$. Пик будет расположен в низкоэнергетической области спектра, если $M_3 < M_2$ и в высокоэнергетической если $M_3 > M_2$.

Метод обратного резерфордского рассеяния предполагает передачу энергии при процессах упругих взаимодействий двух тел, причём энергия налетающей частицы E_0 должна быть намного больше энергии связи атомов в твердых телах. Поскольку последняя составляет величину порядка 10 – 20 эВ, то это условие всегда выполняется, когда для анализа используются ускоренные ионы с энергией в диапазоне от нескольких сотен кэВ до 2 – 3 МэВ. Верхняя граница энергии анализирующего пучка определяется таким образом, чтобы избежать возможных резонансных ядерных реакций при взаимодействии пучка с атомами мишени и примеси.

Резерфордское обратное рассеяние является упругим и не приводит к возбуждению ни бомбардирующей частицы, ни ядра мишени. Однако, из-за сохранения энергии и момента взаимодействия, кинетическая энергия обратного рассеянного иона, меньше, чем у начального иона. Соотношение между этими энергиями есть кинематический фактор K , задаваемый выражением:

$$K = \frac{E_1}{E_0} = \left[\frac{M_1 \cos \theta + \sqrt{M_2^2 - M_1^2 \sin^2 \theta}}{M_1 + M_2} \right] \quad (10)$$

где M_1 и M_2 – массы атомов снаряда и мишени, соответственно, и θ - угол между падающим и рассеянным пучками ионов.

Относительный сдвиг в энергии при соударениях зависит только от масс ионов и угла детектора. Если измерить угол рассеяния и энергетический сдвиг, можно рассчитать массу (идентифицировать) рассеивающий атом.

Величина K определяет разрешение по массе: чем больше K , тем больше разрешение. Это реализуется для углов θ близких к 180° и для больших M_1 (поскольку $M_1 < M_2$).

Из угловой зависимости кинематического фактора (1) следует, что

1) измеряя угол рассеяния и энергию рассеянных частиц, можно определить массу рассеивающих частиц,

2) для достижения хорошей чувствительности метода угол рассеяния должен быть достаточно большим, а масса налетающих частиц не слишком малой.

Поскольку энергетическое разрешение используемых детекторов обычно не менее 20 кэВ, то для наиболее оптимальных условий экспериментов выбирают угол рассеяния порядка 160° , а в качестве анализирующего пучка обычно используют ускоренные ионы гелия.

Наибольшее изменение энергии происходит для $\theta=180^\circ$, где

$$K = \left(\frac{M_2 - M_1}{M_2 + M_1} \right)^2 \quad (11)$$

Обычно выбирается геометрия, которая позволяет детектировать рассеяние α -частиц (или протонов) при очень больших углах.

Дифференциальное сечение рассеяния $d\sigma/d\Omega$ для упругих столкновений лабораторной системе координат, описывающее процесс атомно- атомного рассеяния имеет вид:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{Z_1 Z_2 e^2}{4E} \right)^2 \frac{4}{\sin^4 \theta} \frac{(\cos \theta + \sqrt{x^2 \sin^2 \theta})^2}{\sqrt{1 - x^2 \sin^2 \theta}} \quad (12)$$

где $x=M_1/M_2$, e^2 – квадрат заряда электрона, и E – энергия бомбардирующей частицы (снаряда). Вероятность рассеяния задаётся как $(Z_1 Z_2)^2$ и как $1/E^2$. Спектр обратного рассеяния частиц соответствует пику для каждого элемента в образце с относительной высотой (площадью) $\propto Z^2$.

Дифференциальное сечение рассеяния сильно уменьшается с увеличением угла рассеяния ($\sim 1/\sin^4 \theta$) и увеличивается с уменьшением энергии пучка ($\sim 1/E^2$). Оно квадратично растет с увеличением номеров Z_1 и Z_2 сталкивающихся атомов. Для достижения высокого разрешения по массе, необходимо, чтобы налетающая частица рассеивалась на угол θ как можно более близкий к 180° - требование, которое сильно уменьшает величину регистрируемого сигнала и повышает требования к чувствительности канала регистрации.

Содержание элемента можно рассчитать по формуле:

$$N = \frac{D}{F \int \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega} \quad (13)$$

где N – число атомов мишени, D – число зарегистрированных событий, F поток бомбардирующих ионов. Формула справедлива для очень тонкой плёнки или если рассеивающие частицы отражаются от поверхности толстого образца.

$$\Delta E = KE_0 - E = [\varepsilon]_{BS} N_x \quad (14)$$

$$[\varepsilon]_{BS} = \frac{K}{\cos \theta_1} \varepsilon_{in} + \frac{1}{\cos \theta_2} \varepsilon_{out} \quad (15)$$

где ε_{in} и ε_{out} зависящие от энергии сечения торможения на входном и выходном пути иона.

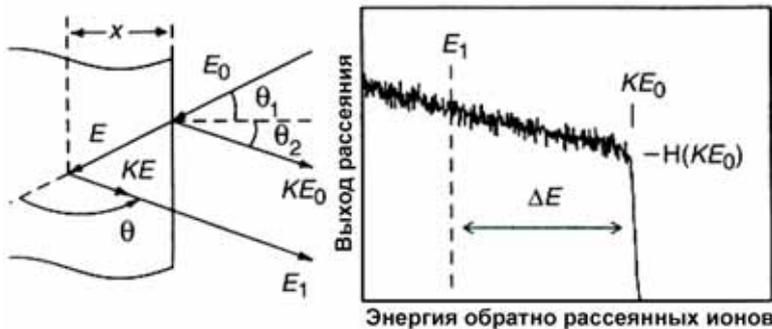


Рис. 12. Шкала энергетической глубины в обратном резерфордском рассеянии.

На практике ситуация обычно более сложная, поскольку потеря энергии начальных ионов при проникновении в образец сопровождается непрерывным изменением вероятности рассеяния и энергии рассеянных частиц. Возникшие спектры для рассеяния от одного элемента на различных глубинах показаны на **Рис. 12**, где начальная энергия ионов E_0 , энергия ионов, рассеянных от поверхности, KE_0 , а энергия ионов, рассеянных на глубине x есть E_1 . В этой ситуации, потеря энергии при пересечении фольги толщиной N_x туда и обратно:

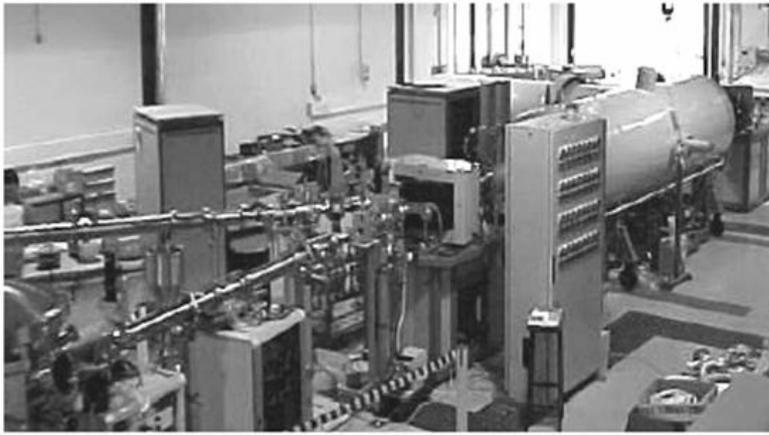


Рис. 13. Тандемный ускоритель ионов.

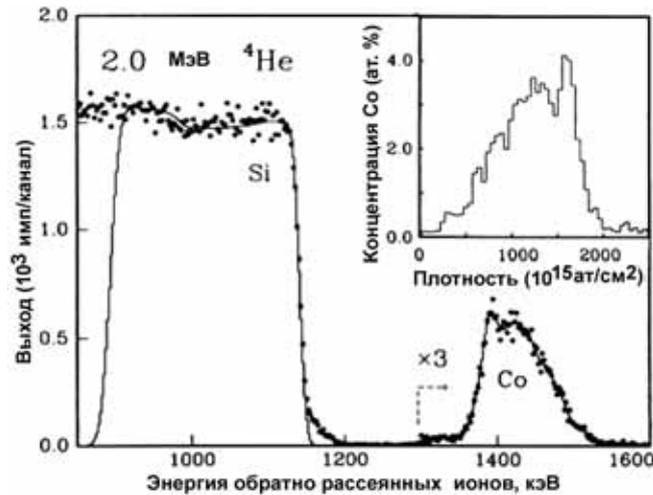


Рис. 14. Резерфордовское обратное рассеяние 2,0 МэВ ^4He ионов на образце Si(Co). Точки – экспериментальные данные, линия – модельный спектр. Угол рассеяния $\Theta=170^\circ$ с $\theta_1=\theta_2=5^\circ$.

Для экспериментальных исследований используются различные ускорители ионов, например ускорители Ван-де-Графа. В качестве примера на **Рис. 13** показана установка для исследования обратного рассеяния с использованием тандемного ускорителя ионов.

Резерфордовское обратное рассеяние – важный метод определения состава и строения поверхностей и тонких плёнок. На **Рис. 14** показаны результаты применения метода обратного резерфордовского рассеяния ионной ^4He с

энергией 2 МэВ на поверхности кремния, допированного кобальтом, путём диффузии вглубь материала. Легко регистрируется кобальт и его распределение по глубине исследуемого материала.

Выше мы рассмотрели возможности метода обратного резерфордовского рассеяния в элементной избирательности и чувствительности к малым количествам примесных атомов. Речь шла об атомах, локализованных на поверхности мишени. Метод, однако, может быть применён и для измерения характера распределения примесей по объёму образца – концентрационного профиля. Определение пространственного распределения примесей и дефектов основано на регистрации разницы в энергии частиц ΔE , рассеянных атомами, находящимися на разной глубине. Частица, попадающая в детектор, претерпев акт упругого рассеяния на некоторой глубине x , имеет меньшую энергию, чем частица, рассеянная атомами вблизи поверхности. Это связано как с потерями энергии на пути в мишень и из неё, а, так и с различиями в потерях энергии при упругом взаимодействии частицы с атомами, находящимися на поверхности и на глубине x .

Таким образом, спектроскопия резерфордовского обратного рассеяния позволяет получать информацию о химическом составе и кристалличности образца как функции расстояния от поверхности образца (глубины), а также о структуре приповерхностного слоя монокристаллического образца.

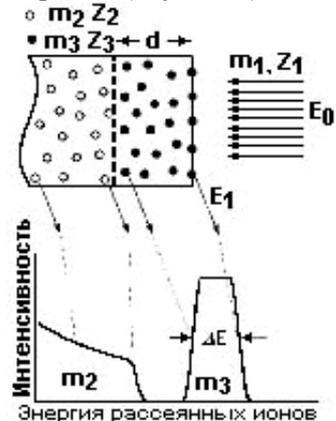


Рис. 15. Схематическая диаграмма спектра ионов с массой m_1 и первичной энергией E_0 , рассеянных от образца, состоящего из подложки из атомов с массой m_2 и пленки из атомов с массой m_3 толщиной d . Для простоты и пленка, и подложка считаются аморфными, чтобы избежать структурных эффектов.

Химический анализ с разрешением по глубине основан на том, что лёгкий высокоэнергетический ион может проникнуть глубоко внутрь твердого тела и рассеяться обратно от глубоко лежащего атома. Энергия, потерянная ионом в этом процессе, представляет собой сумму двух вкладов. Во-первых, это непрерывные потери энергии при движении иона вперед и назад в объеме твердого тела (т.н. потери на торможение). Скорость потери энергии на торможение (тормозная способность, dE/dx) табулирована для большинства материалов, что позволяет перейти от шкалы энергий к шкале глубин. Во-вторых, это разовая потеря энергии в акте рассеяния, величина которой определяется

массой рассеивающего атома. В качестве примера на **Рис. 15** приведена схема формирования спектра от образца, представляющего собой тонкую пленку на подложке. Пленка толщиной d проявляет себя на спектре в виде плато шириной ΔE . Правый край плато соответствует ионам, упруго рассеянными от поверхности, левый край – ионам, рассеянными от атомов пленки на границе раздела пленка-подложка. Рассеяние от атомов подложки на границе раздела соответствует правому краю сигнала подложки.

Рассмотрим процесс рассеяния частиц на большой угол на глубине и на поверхности в соответствии с **Рис. 16**. Пусть на мишень падает частица с энергией E_0 под углом θ_1 . Детектор, расположенный под углом θ_2 , регистрирует частицы, рассеянные на поверхности и на глубине x . Частицы, рассеянные на поверхности, попадают в детектор, имея энергию $K_{M2}E_0$. Частицы же, рассеянные на глубине x , будут иметь энергию E_1 , которая определяется соотношением:

$$E_1 = K_{M2}E - \frac{x}{\cos\theta_2} \left(\frac{dE}{dx} \right)_{out} \quad (16)$$

где $(dE/dx)_{out}$ - линейные потери энергии частицы при ее движении от точки рассеяния на глубине x до выхода из мишени, E - энергия, с которой частица подойдет от поверхности к точке рассеяния на глубине x :

$$E = E_0 - \frac{x}{\cos\theta_1} \left(\frac{dE}{dx} \right)_{in} \quad (17)$$

где $(dE/dx)_{in}$ - линейные потери энергии частицы при ее движении от поверхности до точки рассеяния на глубине x . Таким образом:

$$E_1 = E_0 - \Delta E, \quad (18)$$

где

$$\Delta E = x \left[K_{M2} \frac{1}{\cos\theta_1} \left(\frac{dE}{dx} \right)_{in} + \frac{1}{\cos\theta_2} \left(\frac{dE}{dx} \right)_{out} \right] \quad (19)$$

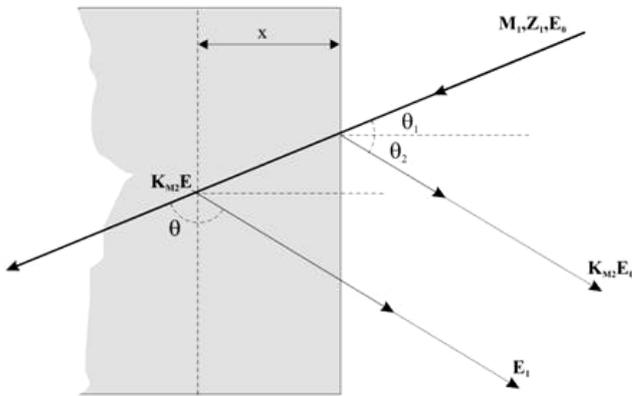


Рис. 16. Геометрия рассеяния частиц от мишени

Выражение в квадратных скобках в (19) обычно называют фактором энергетических потерь и обозначают как $\langle S \rangle$. Рассматривая для простоты геометрию эксперимента, когда $\theta_1=0$, т.е. $\theta_2=\pi-\theta$, получим следующее выражение для фактора энергетических потерь:

$$\langle S \rangle = K_{M2} \left(\frac{dE}{dx} \right)_{in} + \frac{1}{|\cos\theta|} \left(\frac{dE}{dx} \right)_{out} \quad (20)$$

и, соответственно, $\Delta E = \langle S \rangle x$. Последнее соотношение

лежит в основе перевода энергетической шкалы в спектрах обратного рассеяния в шкалу глубины. При этом глубинное разрешение определяется энергетическим разрешением детектора и может составлять величину до 20 нм.

Для определения энергетических потерь частицы (dE/dx) используют квантовую теорию торможения. Формула торможения для быстрых нерелятивистских частиц с массой, значительно большей электронной массы, имеет вид:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e^4 Z_1^2 Z_2 N}{mv^2} \ln \frac{2mv^2}{I} \quad (21)$$

где v - скорость частицы, N - концентрация атомов мишени, e , m - заряд и масса электрона, I - средний ионизационный потенциал. Средний ионизационный потенциал, входящий в формулу (21), - подгоночный параметр, определяемый из экспериментов по торможению заряженных частиц. Для оценки среднего ионизационного потенциала используют формулу Блоха:

$$I = \varepsilon_{Ry} Z_2 \quad (22)$$

где $\varepsilon_{Ry} = 13,6$ эВ - постоянная Ридберга.

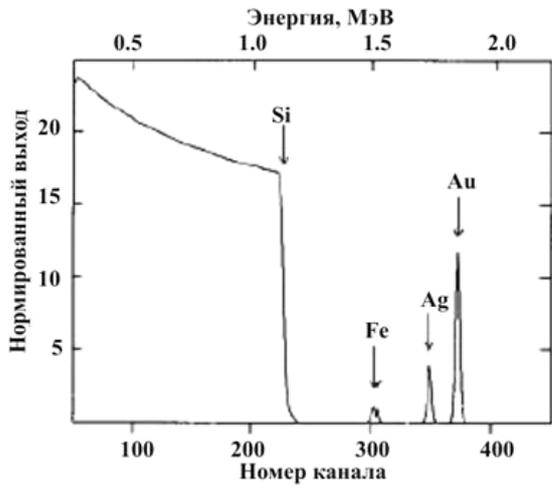


Рис. 17. Энергетический спектр ионов гелия с энергией 2 МэВ обратно рассеянных от кремниевой мишени

На **Рис. 17** приведен пример энергетического спектра обратного рассеянных ионов. Стрелками отмечены положения пиков тех элементов, которые содержатся на поверхности исследуемого образца. Обнаружение той или иной примеси связано не только с энергетическим разрешением детектора, но и с количеством этой примеси в мишени, т. е. с величиной сигнала от данной примеси на энергетическом спектре. Величина сигнала от i -го элемента примеси в мишени, или площадь под пиком A_i , определяется выражением:

$$A_i = q\Omega\sigma_i(Nx)_i, \quad (23)$$

где $(Nx)_i$ - слоевое содержание i -го элемента ($1/\text{см}^2$), σ_i - среднее дифференциальное сечение рассеяния анализирующих частиц на атомах в детектор с телесным углом Ω ($\text{см}^2/\text{ср}$), q - полное число анализирующих частиц, попавших в мишень за время измерения спектра. Из соотношения (23) следует, что стандартных условиях эксперимента (т.е. при постоянных Ω и q) величина сигнала пропорциональна σ_i . Для вычисления среднего дифференциального сечения можно воспользоваться формулой:

$$\sigma_i = \left(\frac{Z_1 Z_i e^2}{2E \sin^2 \theta} \right)^2 \frac{\left\{ \cos \theta + \sqrt{1 - \frac{M_1^2}{M_i^2} \sin^2 \theta} \right\}^2}{\sqrt{1 - \frac{M_1^2}{M_i^2} \sin^2 \theta}} \quad (24)$$

Из последней формулы следует, что величина сигнала в спектрах обратного рассеяния зависит от порядкового номера элемента как Z_i^2 .

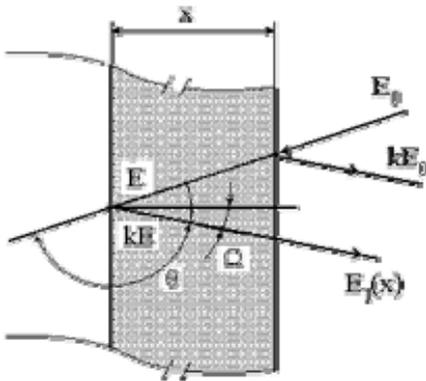


Рис. 18. Схема процесса рассеяния.

Таким образом, обратно рассеянные частицы с энергией ниже той, что соответствует рассеянию с поверхности монокристаллической мишени, несут информацию о глубине, на которой произошло рассеяние. Действительно, до столкновения, которое произошло на глубине x от поверхности мишени, первичная частица должна пройти расстояние x в твёрдом теле, теряя энергию как на пути вперед, так и после столкновения при выходе мишени в направлении детектора. На **Рис. 18** представлены обозначения, используемые для вычисления разницы между энергией налетающей частицы, которая рассеялась на поверхностном атоме на угол θ , kE_0 и энергией $E_1(x)$ частицы, достигшей детектора после столкновения на глубине x от поверхности мишени:

$$kE_0 - E_1(x) = \left[\frac{k}{\cos \theta_1} \left(\frac{dE}{dx} \right)_{in} - \frac{1}{\cos \theta_2} \left(\frac{dE}{dx} \right)_{out} \right] x \quad (25)$$

В качестве величины dE/dx в (25) берут среднее значение энергии частицы на пути до и после столкновения. Формула (25) преобразует шкалу энергий регистрируемых частиц в шкалу глубин; максимальное значение энергии соответствует рассеянию с поверхности мишени ($E_1(0) = kE_0$), минимальная энергия соответствует наибольшей глубине рассеяния. **Рис. 19** схематически иллюстрирует спектр пучка легких ионов (He) обратно рассеянных с мишени C, в которую имплантирован As.



Рис. 19. Типичный спектр обратного резерфордского рассеяния гелия для углерода с поверхностно легированным и имплантированным мышьяком

Необходимо отметить следующее:

1. Конечность спектра подложки и её шкалы глубин;
2. Положение и ширину пика от имплантированного As, который смещен вниз по энергии и уширен в сравнении с положением и шириной пика от тонкого слоя As на поверхности *C* подложки (пунктирная кривая);
3. Высоту пика от имплантированного As (*h*) по отношению к высоте спектра *C* вблизи поверхности (*H*).

Первое объясняется следствием энергетической зависимости сечения резерфордского рассеяния, связанной с потерями энергии налетающих частиц в мишени. Второе отражает тот факт, что вследствие большей массы атомов имплантированного As, обратно рассеянные на As ионы будут иметь большую энергию, чем ионы, рассеянные на атомах *C*, поэтому профиль As примеси может быть измерен независимо от наличия атомов *C* в объеме. Энергия, при которой появляется пик от примеси по отношению к энергии, которая наблюдалась, если бы эта примесь была на поверхности (25) даёт информацию о глубине имплантированной примеси, а ширина пика с поправкой на разрешение детектора обеспечивает информацию о диффузии и распределении имплантированной примеси. Третье иллюстрирует тот факт, что спектр обратного рассеяния дает плотность числа конкретного вида атомов на глубине *x* исходя из измерений высоты *H* спектра (Рис. 19). Высота *H* определяется как

$$H = QN_x\sigma(\Omega)\Omega \quad (26)$$

где *Q*- общее число частиц, попадающих в мишень, *N*- объемная плотность атомов мишени, $\sigma(\Omega)$ - среднее дифференциальное сечение рассеяния, Ω - телесный угол, регистрируемый детектором. Отношение высоты *h* пика от As к высоте *H* спектра атомов мишени *C* отражает отношение между числом атомов As и *C* в мишени с поправкой на различное сечение рассеяния для двух элементов и на различие энергий частиц до столкновения в соответствии с глубиной имплантированного As.

Для исследования структуры монокристаллических образцов с помощью спектроскопии резерфордского обратного рассеяния используется эффект каналирования. Эффект заключается в том, что при ориентации пучка ионов вдоль основных направлений симметрии монокристаллов те ионы, которые избежали прямого столкновения с атомами поверхности, могут проникать глубоко в кристалл на глубину до сотен нм, двигаясь по каналам, образованным рядами атомов. Сравнивая спектры, полученные при ориентации пучка ионов вдоль направлений каналирования и вдоль направлений, отличных от них, можно получить информацию о кристаллическом совершенстве исследуемого образца. Из анализа величины поверхностного пика, являющегося следствием прямого столкновения ионов с атомами поверхности, можно получить информацию о структуре поверхности, например, о наличии на ней реконструкций, релаксаций и адсорбатов.

Если направление распространения пучка ионов устанавливается почти параллельно плотно упакованным цепочкам атомов, ионы пучка будут направляться потенциальным полем цепочки атомов в кристалле, результатом этого будет волнообразное движение частиц, при котором каналированные ионы не могут близко подойти к атомам в цепочках. Поэтому вероятность обратного рассеяния ионов резко уменьшается (примерно на два порядка). Повышается и чувствительность рассеяния к незначительному содержанию примеси на поверхности. Очень важно, что происходит полное взаимодействие пучка с первыми монослоями твердого тела. Это “поверхностное взаимодействие” приводит к улучшению разрешения по глубине. На Рис. 20 представлены спектры обратного рассеяния для случаев, когда пучок ионов параллелен главной кристаллографической оси и когда пучок ионов имеет “случайное” (не параллельное кристаллографической оси) направление.

Даже когда “случайный” и “каналированный” спектры получены для идентичных ионных пучков (с одинаковым числом падающих частиц), число событий обратного рассеяния, регистрируемых детектором значительно меньше для “каналированного” спектра за счёт эффекта каналирования. Такое уменьшение выхода обратного рассеяния отражает степень совершенства кристаллической структуры мишени, для чего вводят величину “нормированный минимальный выход” χ_{min} , который определяется как отношение числа обратно рассеянных частиц в узком энергетическом “окне” (вблизи поверхности кристалла) “каналированного” и “случайного” спектров (Рис. 20а, $c_{min}=H_a/H$). Для случая наибольшего сближения ионов пучка с цепочкой атомов *r*, концентрации атомов *N* и периода расположения атомов вдоль цепочки *d* минимальный выход

$$\chi_{min}(\rho) = Nd\pi r^2 \quad (27)$$

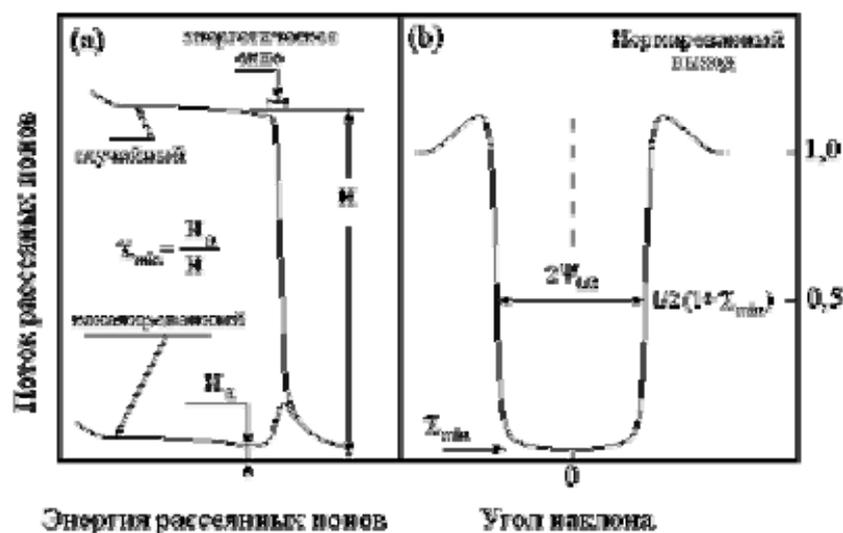


Рис. 20. Случайный и каналированный спектры обратного резерфордского рассеяния (а); угловая ширина канала (b).

Величина χ_{min} определяется только свойствами кристалла и не зависит от параметров рассеяния (Z_1 , Z_2 или E). Расстояние наибольшего сближения ρ , которое сильно влияет на величину χ_{min} , преимущественно определяется тепловыми колебаниями атомов в кристалле.

В экспериментах по каналированию кристаллический образец закрепляется в гониометрическом устройстве, и регистрируется число близких столкновений (как например, обратное рассеяние из приповерхностной области) как функция угла наклона ψ пучка к кристаллографической оси для фиксированного числа падающих частиц. Кривая, полученная в результате углового сканирования, показана на **Рис. 20б**. Кривая симметрична относительно минимума выхода и имеет ширину, определяемую как полуширина на половине высоты кривой. Приблизительная оценка критического значения угла ψ_c , больше которого пучок будет пробивать ряд атомов, может быть легко получена приравниванием поперечной энергии падающей частицы $E_0\psi_c$ и поперечной энергией $U(\rho)$ в точке поворота:

$$\psi_c = [U(\rho)/E_0]^{1/2} \quad (28)$$

Метод каналированного обратного рассеяния используется для исследования разориентированных кристаллических решеток путем измерения доли атомов, для которых каналы закрыты. Когда падающий пучок направлен вдоль направления каналирования совершенного кристалла, значительное уменьшение выхода обратного рассеяния наблюдается вследствие того, что каналированные ионы, направляемые атомными цепочками, не приближаются к атомам достаточно близко, чтобы испытать столкновение. Однако, если часть кристалла разориентирована и атомы решетки смещены так, что закрывают часть каналов, ионы, направленные вдоль номинального направления каналирования, испытывают близкие столкновения со смещенными атомами, в результате чего выход обратного рассеяния увеличивается по сравнению с ненарушенными каналами. Так как смещённые атомы имеют ту же массу, что и атомы решетки, увеличение выхода обратного рассеяния происходит при энергии, соответствующей глубине, на которой расположен смещенный атом. Увеличение выхода обратного рассеяния с данной глубины, зависит от числа смещенных атомов, а зависимость выхода от глубины (энергия обратного рассеяния E_1) отражает распределение смещенных атомов по глубине.

В то время как ионы высоких энергий могут проникать в твердое тело на глубину порядка нескольких микрон, ионы средних энергий (порядка сотен килоэлектронвольт) рассеиваются почти полностью в приповерхностном слое и широко используются для исследования первых монослоев. Налетающие на мишень ионы средних энергий рассеиваются на атомах поверхности посредством бинарных столкновений и регистрируются электростатическим энерго-анализатором. Такой анализатор регистрирует только заряженные частицы, а в диапазоне энергий ~ 1 кэВ частицы, проникающие глубже первого монослоя, выходят наружу почти всегда в виде нейтральных атомов. Поэтому чувствительность эксперимента только к заряженным частицам повышает поверхностную чувствительность метода рассеяния ионов низких энергий. Главными причинами высокой поверхностной чувствительности этого метода является зарядовая избирательность электростатического анализатора и очень большие значения сечений рассеяния. Разрешение по массе определяется энергетическим разрешением электростатического энергоанализатора.

Однако форма спектра отличается от той, которая характерна для высоких энергий. Теперь спектр состоит из серии пиков, соответствующих атомным массам элементов поверхностного слоя. Количественный

анализ в этом диапазоне сложен по двум причинам: 1) вследствие неопределенности сечений рассеяния и 2) из-за отсутствия достоверных данных о вероятности нейтрализации ионов, рассеянных на поверхности. Влияние второго фактора можно свести к минимуму, используя пучки с малой вероятностью нейтрализации и применяя методы детектирования, не чувствительные к зарядовому состоянию рассеянного иона.

В заключение, упомянем ещё одно любопытное применение метода обратного резерфордовского рассеяния – определение элементного состава лунной и марсианской поверхностей. В миссии США 1967-68 источник ^{242}Cm испускал α -частицы, рассеяние которых впервые обнаружило в лунном грунте повышенное содержание титана, что в последствии было подтверждено лабораторным анализом лунных минералов. Эта же методика использовалась при изучении марсианских горных пород и почвы.

ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

Лекция 3. ЭЛЕМЕНТЫ КВАНТОВОЙ МЕХАНИКИ

Последовательная теория атома (равно как ядра и элементарных частиц) основана на законах квантовой механики.

Квантовая механика (волновая механика) – теория, устанавливающая способ описания и законы движения физических систем, для которых величины, характеризующие систему и имеющие размерность действия, оказываются сравнимыми с постоянной Планка \hbar . Этому условию удовлетворяет, как правило, движение микрочастиц (электронов в атоме, атомов в молекулах, нуклонов в ядрах и т.д.). Однако в некоторых случаях специфическими квантовыми свойствами облают макроскопические системы как целое.

Квантовая механика представляет собой систему понятий и адекватный ей математический аппарат, необходимый и достаточный для описания всех наблюдаемых свойств соответствующих систем и их движения.

Квантовомеханическая теория объясняет устойчивость атома, необъяснимую в рамках классической физики, а также позволяет достаточно точно рассчитать для простейших атомов уровни энергии, вероятности переходов и т.д., с помощью различных приближений можно рассчитывать характеристики сложных атомов. На основе квантовых представлений с единой точки зрения можно объяснить оптические, магнитные, электрические и химические свойства атома, а также периодическую систему элементов.

В данной лекции мы остановимся лишь на основных понятиях квантовой механики, знание которых позволяет лучше понять закономерности распада атомных ядер.

1. ОСОБЕННОСТИ КВАНТОВОЙ МЕХАНИКИ

Для классической механики характерно описание частиц путём задания их координат и скоростей в зависимости от времени. Такому описанию соответствует движение частиц по вполне определённым траекториям. Однако опыт показал, что это описание не всегда справедливо в случае частиц с очень малой массой (микрочастиц). В этом состоит одно из ограничений применимости механики Ньютона. Более общее описание движения даёт квантовая механика, которая включает в себя как частный случай классическую механику. Квантовая механика делится на нерелятивистскую, справедливую при малых скоростях, и релятивистскую, удовлетворяющую требованиям специальной теории относительности.

Нерелятивистская квантовая механика (как и механика Ньютона для своей области применимости) – вполне законченная и логически непротиворечивая теория, способная в области своей применимости количественно описать любое физическое явление. Напротив, релятивистская квантовая механика за исключением отдельных частных задач не может считаться замкнутой теорией, а представляет собой составную часть квантовой теории поля (со всеми присущими ей трудностями). Это связано с тем, что при взаимодействии релятивистских частиц в игру неизбежно вовлекаются полевые степени свободы.

Соотношение между классической и квантовой механикой определяется универсальной мировой постоянной – постоянной Планка $h=6,62 \cdot 10^{-27}$ эрг·с (или $\hbar=h/2\pi=1,05 \cdot 10^{-27}$ эрг·с), называется также квантом действия. Если в условиях данной задачи физические величины размерности действия значительно больше \hbar (так что \hbar считать очень малой величиной), то применима классическая механика, - именно это условие и является критерием её применимости.

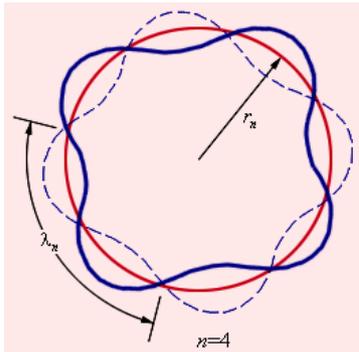


Рис. 1. Волна де Бройля в атоме при квантовом числе $n=2$.

2. КОРПУСКУЛЯРНО-ВОЛНОВОЙ ДУАЛИЗМ

Корпускулярно-волновой дуализм заключается в том, что любые микрочастицы материи (фотоны, электроны, протоны, атомы и др.) обладают свойствами и частиц (корпускул) и волн. Количественное выражение корпускулярно-волнового дуализма – соотношения де Бройля.

Истоки корпускулярно-волнового дуализма связаны с экспериментальным обнаружением явления механического давления света, оказываемого им на освещаемую поверхность. В этих экспериментах (опыты П.Н.Лебедева, 1900) использовалась вертушка с лепестками из электропроводящих материалов. Классическое объяснение сводилось к взаимодействию поля магнитной индукции \mathbf{B} с токами

проводимости, индуцированными электромагнитной волной в материале лепестков вертушки. Данное объяснение исчерпывающее и не нуждается в каких-либо дополнениях. Однако сам факт наличия механического давления на отражающую поверхность подтолкнул физиков искать простую механистическую трактовку эффекта, проявившегося в данных опытах, и предположить аналогию электромагнитных волн с потоком неких корпускул - фотонов. Непосредственное же внедрение корпускулярно-волновой дуализма связано с экспериментами по дифракции электронов, а так же с интерпретацией эффекта Комптона.

Французский ученый Луи де Бройль осознавая существующую в природе симметрию и развивая представления о двойственной корпускулярно-волновой природе света, выдвинул в 1923 гипотезу об универсальности корпускулярно-волнового дуализма. Он утверждал, что не только фотоны, но и электроны и любые другие частицы материи наряду с корпускулярными обладают также волновыми свойствами. Согласно де Бройлю, с каждым микрообъектом связываются, с одной стороны, корпускулярные характеристики - энергия E и импульс p , а с другой стороны - волновые характеристики - частота и длина волны.

Физической основой квантовой механики является корпускулярно-волновой дуализм – всеобщее и универсальное свойство материи, согласно которому не только любой волне с частотой ν и волновым вектором k отвечает частица с энергией E и импульсом p , соответственно равными:

$$E = \hbar \nu, \quad p = \hbar k, \quad (1)$$

С учётом известного уравнения Эйнштейна имеем:

$$mc^2 = \hbar \nu \quad (2)$$

В то же время, с любой частицей, обладающей энергией E и импульсом p , связана волна, частота ν и волновой вектор которой k определяется соотношением (1). Наличие у частиц волновых свойств доказано в огромном числе экспериментов. Интерференция и дифракция наблюдались для электронов, нейтронов, атомных ядер, атомов, молекул. Волновые свойства нейтронов лежат в основе нейтронной оптики.

Замечание. Иногда говорят, что формулу де Бройля можно «вывести». При этом записывают постулаты Планка $E = \hbar \nu$ и Эйнштейна $E = mc^2 = pc$. Комбинируя оба равенства, можно «вывести» формулу де Бройля: $mc^2 = \hbar \nu$. Но необходимо помнить, что как формула Планка, так и Эйнштейна, являются гипотезами.

Принципиального различия между описанием материи на языке волн или корпускул нет. Это – вопрос удобства расчётов конкретной ситуации. Например, в терминах частиц естественно описывать материю в терминах частиц при использовании величин импульсов, кинетических энергий, и т.д. Также естественно использовать волны для описания света. Однако, каждой материальной частице соответствует волновое описание, причём длина волны (длина волны Де Бройля) задаётся как

$$\lambda = \frac{h}{p} \quad (3)$$

где p – импульс частицы и h – постоянная Планка. (Заметим, что постоянная Планка очень мала $h = 6,6 \cdot 10^{-34}$ Дж/с. Потому длина волны частицы важна только когда импульс экстремально мал, как это имеет место у электрона, масса которого $9 \cdot 10^{-31}$ кг). Выражение для длины волны Де Бройля можно записать в рациональных единицах:

$$\lambda = \frac{\hbar}{p} \quad (4)$$

где $\hbar = \frac{h}{2\pi} = 6,58212 \cdot 10^{-22}$ МэВ*с.

Эти выражения относятся к классическим приближениям. В релятивистском приближении (при скоростях, близких к скорости света):

$$\lambda = \frac{\hbar c}{\sqrt{E_k(E_k + 2m_0c^2)}} \quad (5)$$

Значения типичных длин волн для некоторых частиц приведены в **Табл. 1**. Они даны в обычных ядерных размерах 10^{-13} см. **Табл. 1** демонстрирует энергии, при которых частицы будут иметь длины волны сравнимые или меньшие, размеров ядра. Приведённые здесь частицы можно использовать как зонды размеров ядер и их формы.

Табл. 1. Типичные величины длин волн Де Бройля.

Энергия, МэВ	Длина волны, см		
	Фотон	Электрон	Протон
0,1	$1,2 \cdot 10^{-9}$	$3,7 \cdot 10^{-10}$	$9,0 \cdot 10^{-12}$
1	$1,2 \cdot 10^{-10}$	$8,7 \cdot 10^{-11}$	$2,9 \cdot 10^{-12}$
10	$1,2 \cdot 10^{-11}$	$1,2 \cdot 10^{-11}$	$0,9 \cdot 10^{-12}$
100	$1,2 \cdot 10^{-12}$	$1,2 \cdot 10^{-12}$	$2,8 \cdot 10^{-13}$
1000	$1,2 \cdot 10^{-13}$	$1,2 \cdot 10^{-13}$	$0,7 \cdot 10^{-13}$

Аналогично можно описать фотон

$$\lambda = \frac{c}{\nu} = \frac{hc}{E_\gamma} = \frac{1,2397 \cdot 10^{-10}}{E_\gamma (\text{МэВ})} \text{ (см)} \quad (6)$$

Но часто приходится говорить о фотоне, как о частице, например, когда он поглощается ядром, или выделяется из него. Тогда

$$E_\gamma = h\nu = pc. \quad (7)$$

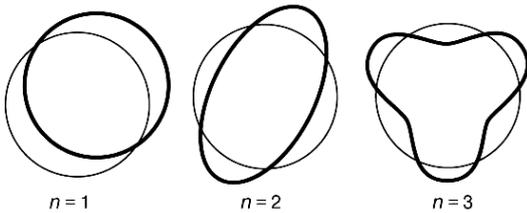


Рис. 2. Стоячие волны де Бройля, укладывающиеся вдоль круговой орбиты. Орбита показана тонкой линией, n – число полных волн, укладывающихся вдоль нее.

Гипотеза де Бройля была подтверждена экспериментально опытами Лауэ, Фабриканта, Дэвиссона и Джермера, Томсона и Тартаковского по дифракции и интерференции индивидуальных микрообъектов: электронов, протонов и других частиц.

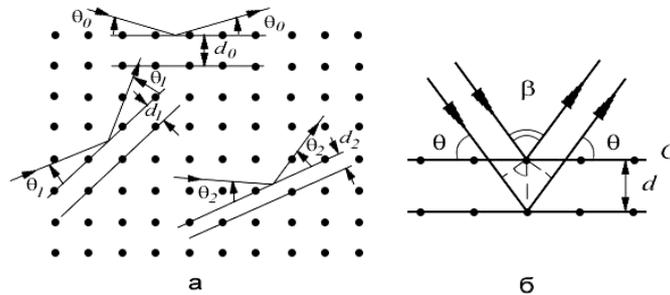


Рис. 3. Схема эксперимента по изучению дифракции электронов.

Дифракция частиц – рассеяние потока микрочастиц (электронов, нейтронов, атомов и молекул и др.) кристаллами или молекулами жидкостей и газов с образованием чередующихся максимумов и минимумов в интенсивности рассеянного пучка. Дифракция частиц аналогична дифракции света и является проявлением корпускулярно-волнового дуализма частиц; наблюдается для частиц, волна де Бройля для которых порядка расстояния между рассеивающими центрами. Дифракционная картина зависит от внутреннего строения рассеивающего объекта. На дифракции частиц основаны электронография и нейтронография.

Дифракционные явления проявляются наиболее отчетливо, когда размеры препятствия, на котором происходит дифракция волн, соизмеримы с длиной волны. Это относится к волнам любой физической природы и, в частности, к электронным волнам. Для волн де Бройля естественной дифракционной решеткой является упорядоченная структура кристалла с пространственным периодом порядка размеров атома (приблизительно 0,1 нм). Препятствие таких размеров (например, отверстие в непрозрачном экране) невозможно создать искусственно, но для уяснения природы волн де Бройля можно ставить мысленные эксперименты.

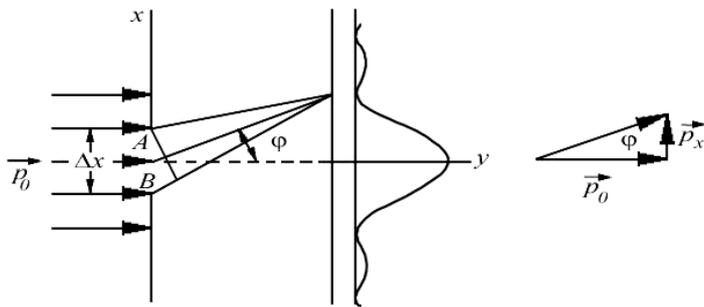


Рис.4. Картина дифракции электрона на щели.

Подтвержденная экспериментально гипотеза де Бройля о корпускулярно-волновом дуализме коренным образом изменила представления о свойствах микрообъектов.

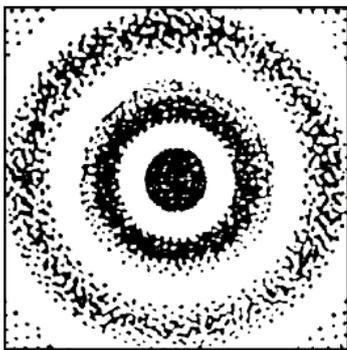


Рис. 5. Распределение дифрагировавших электронов по фотопластинке

С точки зрения волновой теории, максимумы в картине дифракции электронов соответствуют наибольшей интенсивности волн де Бройля. В области максимумов, зарегистрированных на фотопластинке, попадает большое число электронов. Но процесс попадания электронов в различные места на фотопластинке не индивидуален. Принципиально невозможно предсказать, куда попадет очередной электрон после рассеяния, существует лишь определенная вероятность попадания электрона в то или иное место. Таким образом, описание состояния микрообъекта и его поведения может быть дано только на основе понятия вероятности.

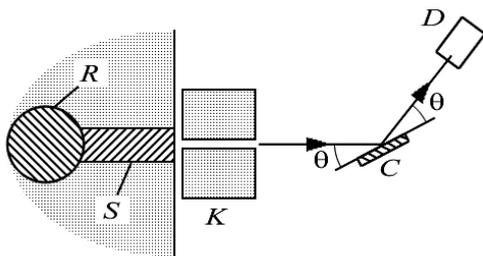


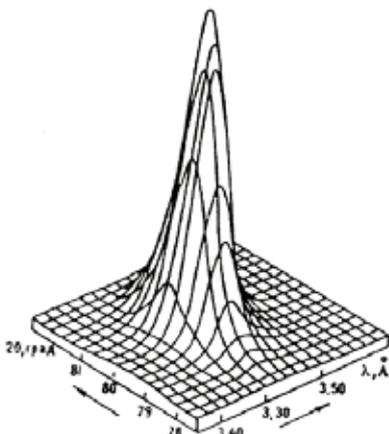
Рис. 6. Схема экспериментальной установки для наблюдения дифракции нейтронов (источник нейтронов – атомный реактор R (S – замедлитель нейтронов)

Это с неизбежностью ведёт к отказу от некоторых классических представлений, сформировавшихся в результате наблюдения движения макроскопических тел. В частности, наблюдение волновых явлений несовместимо с представлением о движении частицы по определённой классической траектории. Здесь существенно, что соотношения (1), согласно которым с волной может быть сопоставлена частица, определяет лишь энергию и импульс этой частицы, не требуя её движения по какой-либо определённой траектории.

Отказ от полностью детерминированного описания движения отдельной частицы и переход к вероятностному описанию, адекватному принципу суперпозиции состояний, позволяет совместить волновые и корпускулярные свойства материи. Вероятностное описание, таким образом, отвечает фундаментальным свойствам движения микрообъектов и не связано с какой-либо неполнотой сведений о них. Подчеркнём,

однако, что в его основе лежит чуждое классической теории вероятностей понятие амплитуды вероятности, т.е. комплексного числа, у которого физический смысл имеет не только квадрат модуля (равный вероятности), но и фаза (точнее, разность фаз двух амплитуд, соответствующая разности фаз волн). Именно использование амплитуд вероятности позволяет отразить волновые свойства объектов при их корпускулярном описании.

Рис. 7. Дифракционный максимум интенсивности нейтронов, отраженных от монокристалла CsHSeO₄



Таким образом, в отличие от классической теории, все частицы выступают в квантовой механике как носители и корпускулярных, и волновых свойств, которые не исключают, а добавляют друг друга.

Волны де Бройля – проявление универсального корпускулярно-волнового дуализма материи: любой частице с энергией E и импульсом p соответствует волна, названная волной де Бройля, с длиной $\lambda = h/p$ и частотой $\nu = E/h$, где h – постоянная Планка (1924). Волны де Бройля интерпретируются как волны вероятности: их существование подтверждается, например, дифракцией частиц.

Пример. Пучок 1 эВ нейтронов падает на кристалл. Брэгговские рефлексы 1-го порядка наблюдаются при $11,8^\circ$. Чему равно расстояние между кристаллическими плоскостями?

Решение. Дифракция низкоэнергетических электронов аналогична дифракции рентгеновского излучения. Условие Брэгга $n\lambda=2d\sin\theta$, где индекс $n=1$ для дифракции 1-го порядка.

$$\lambda=2d\sin\theta \quad (8)$$

$$d = \frac{\lambda}{2\sin\theta} = \frac{\frac{h}{p}}{2\sin\theta} = \frac{\frac{h}{\sqrt{2mE_k}}}{2\sin\theta} \quad (9)$$

$$d = \frac{6,63 \cdot 10^{-34} \text{ Дж}}{2\sin(11,8^\circ) \sqrt{2 \cdot 1,67 \cdot 10^{-27} \text{ кг} \cdot 1,60 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}}} = 7,0 \cdot 10^{-11} \text{ м} \quad (10)$$

3. ПРИНЦИП НЕОПРЕДЕЛЁННОСТИ ГЕЙЗЕНБЕРГА

Из квантовой механики вытекает, что не все физические величины могут одновременно иметь точные значения (принцип неопределённости).

Неопределённости принцип – фундаментальное положение квантовой теории, утверждающее, что характеризующие систему дополнительные физические величины (например, координата и импульс) не могут одновременно принимать точные значения. Отражает двойственную корпускулярно-волновую природу частиц материи (электронов, протонов и т.д.).

Принцип неопределённости Гейзенберга — закон, устанавливающий ограничение на точность (почти) одновременного измерения переменных состояния, например положения и импульса частицы. Точно определяет меру неопределённости, давая нижний (ненулевой) предел для произведения дисперсий измерений.

Неопределённости соотношения – фундаментальные соотношения квантовой механики, устанавливающие предел точности одновременного определения канонически-сопряжённых динамических переменных, характеризующих квантовую систему: координата – импульс, действие-угол и т.д.

Это - один из основных постулатов квантовой механики, установленный В.Гейзенбергом в 1927 при анализе мысленного эксперимента по измерению координаты квантового объекта с помощью «гамма-микроскопа».

Принцип неопределённости Гейзенберга устанавливает предел одновременного знания на то, где что-то находится и как быстро оно движется. Формально это записывается

$$\begin{aligned} \Delta p_x \cdot \Delta x &\geq \hbar \\ \Delta p_y \cdot \Delta y &\geq \hbar \\ \Delta p_z \cdot \Delta z &\geq \hbar \\ \Delta E \cdot \Delta t &\geq \hbar \end{aligned} \quad (11)$$

где Δp_x , Δx – неточности в x -компоненте импульса и x координате, соответственно, в то время как Δt – время жизни частицы и ΔE – неточность в её общей энергии. Эти пределы знаний не связаны с ограничениями со стороны измерительных инструментов. Фундаментальные пределы существуют даже для идеальных и абсолютно точных инструментов.

Пример. Рассмотрим электрон с кинетической энергией 5 эВ. Его скорость

$$v = \sqrt{\frac{2E_k}{m}} = \sqrt{\frac{2 \cdot 5 \cdot (1,602 \cdot 10^{-19}) \text{ Дж/эВ}}{9,11 \cdot 10^{-31} \text{ кг}}} = 1,33 \cdot 10^6 \text{ м/с}$$

Тогда импульс

$$p = mv = 1,21 \cdot 10^{-24} \text{ кг*м/с}$$

Пусть ошибка измерения составляет 1%. Тогда из принципа неопределённости:

$$\Delta x = \frac{\hbar}{\Delta p} = \frac{1,06 \cdot 10^{-34} \text{ Дж/с}}{1,21 \cdot 10^{-26} \text{ кг м/с}} = 8,8 \cdot 10^{-9} \text{ м}$$

Неточности при одновременном определении дополнительных величин связаны с соотношением неопределённостей, которое для неточностей Δx и Δp_x в определении координаты x и проекции на неё импульса p имеет вид неравенства:

$$\Delta p_x \Delta x \geq \frac{\hbar}{2}, \quad (12)$$

Замечание 1. В некоторых рассмотренных «неопределённость» переменной определяется как наименьшая ширина диапазона, который содержит 50 % значений, что, в случае нормального распределения переменных, приводит для произведения неопределённостей к большей нижней границе $\hbar/2\pi$.

Замечание 2. Здесь

$$\Delta X = \left\langle (X - \langle X \rangle)^2 \right\rangle^{1/2}, \quad \Delta P = \left\langle (P - \langle P \rangle)^2 \right\rangle^{1/2}. \quad (13)$$

То есть в соответствии с вероятностной интерпретацией квантовой механики, под неточностями координаты и импульса понимают среднеквадратичные отклонения от этих наблюдений.

Это неравенство даёт несколько возможностей - состояние может быть таким, что x может быть измерен с высокой точностью, но тогда p будет известен только приблизительно, или наоборот p может быть определен точно, в то время как x - нет. Во всех же других состояниях, и x и p могут быть измерены с «разумной» (но не произвольно высокой) точностью. В повседневной жизни мы обычно не наблюдаем неопределенность потому, что значение \hbar чрезвычайно мало.

В 1929 Х.П.Робертсон показал, что $\Delta x^2 \cdot \Delta p_x^2 \geq \frac{\hbar^2}{4}$, причём Δx и Δp_x определяются как среднеквадратичные отклонения:

$$\Delta x^2 = \overline{(x_i - \bar{x})^2}, \quad \Delta p_x^2 = \overline{(p_{xi} - \bar{p}_x)^2} \quad (14)$$

Он же доказал, что равенство в (9) достигается только для квантовых состояний, описываемых гауссовыми волновыми пакетами. Э.Шрёдингер предложил более общую формулу для случая коррелированных состояний.

Замечание 1. Принцип неопределенности не относится только к координате и импульсу. В своей общей форме, он применим к каждой паре *сопряженных переменных*. В общем случае, и в отличие от случая координаты и импульса, обсужденного выше, нижняя граница произведения неопределенностей двух сопряженных переменных зависит от состояния системы. Принцип неопределенности становится тогда теоремой в теории операторов.

Замечание 2. Соотношение неопределенности Гейзенберга с необходимостью приводит к пересмотру понятия причинности. Мы можем определить координату с абсолютной точностью, но в тот момент, когда это происходит, импульс принимает совершенно произвольное значение, положительное или отрицательное. Это означает, что объект, положение которого нам удалось измерить абсолютно точно, тотчас же перемещается сколь угодно далеко. Локализация утрачивает смысл: понятия, составляющие самую основу классической механики, при переходе к квантовой механике претерпевают глубокие изменения.

Соотношение неопределенностей позволяет оценить, в какой мере можно применять к микрочастицам понятия классической механики. Оно показывает, что к микрообъектам неприменимо классическое понятие траектории, так как движение по траектории характеризуется в любой момент времени определенными значениями координат и скорости.

Отношение неопределенности между двумя ортогональными компонентами оператора полного углового момента частицы:

$$\Delta J_i \Delta J_j \geq \frac{\hbar}{2} |\langle J_k \rangle|, \quad (15)$$

где i, j, k отличны и J_i обозначает угловой момент вдоль оси x_i .

Отношение неопределенности между энергией E и временем t требует особого рассмотрения, т.к. по смыслу оно отличается от выражения (3). Дело в том, что не существует оператора, представляющего время, поэтому время не является динамической переменной и должно рассматриваться как параметр.

$$\Delta E \Delta t \geq \frac{\hbar}{2} \quad (16)$$

Для нестационарных состояний с характерным разбросом энергии ΔE под величиной Δt в (16) следует понимать промежуток времени, в течение которого существенно (на величину соответствующей дисперсии) изменяются средние значения физических величин, характеризующих систему. Пусть микрообъект нестабилен и Δt – время его жизни. Энергия микрообъекта в данном состоянии должна иметь неопределенность ΔE . Если состояние стационарно ($\Delta t \rightarrow \infty$), то энергия микрообъекта точно определена $\Delta E = 0$.

Обычно Ур(16) трактуется как невозможность точного определения энергии квантовой системы ($\Delta E = 0$) за ограниченный интервал времени Δt . Н.Бор обращал внимание на невозможность определить понятие монохроматической волны в данный момент времени. Другая трактовка тесно связана с понятием квазистационарного состояния. В этом случае ΔE – неопределённость значения, которое приобретает энергия E , рассматриваемая как динамическая характеристика квантовой системы, изменяющаяся во времени, а Δt – интервал времени – характеризующий эволюцию E в интервале значения ΔE . Для возбуждённых квантовых систем (например, атома или молекулы) неопределённость энергии состояния ΔE (естественная ширина уровня) непосредственно связана с его временем жизни с помощью (16).

Рассмотрим некоторые примеры применения соотношения неопределённости.

Пример 1. Обратимся к квантованным уровням энергии атома водорода по Бору. Пусть электрон находится на уровне E_1 . Чтобы перейти на уровень E_2 , электрон должен поглотить фотон с энергией $(E_2 - E_1)$ и никакой другой. Возникает вопрос, каким образом электрон производит «выбор» нужного фотона из падающего потока фотонов? Ведь для этого он должен побывать на уровне E_2 заранее, то есть «знать» E_2 . Получаем замкнутый логический круг.

Теперь вопрос о том, что происходит сначала – поглощение фотона или переход электрона – теряет свой смысл. Если до и после взаимодействия с излучением имеем связанный электрон с энергией E_1 и E_2 , то во время излучения есть единая квантово - механическая система, включающая в себя и электрон и фотон. Эта система существует конечное время и, согласно (7), не может иметь определенной энергии. Во время взаимодействия электрона с фотоном нет ни электрона, ни фотона, а есть нечто единое целое без уточнения деталей.

Пример 2. Почему электрон, двигаясь ускоренно, не излучает и не падает на ядро, аннигилируя? Падение электрона на ядро означает существенное уменьшение неопределенности его координаты, так как размер атома $\approx 10^{-8}$ см, а ядра $\approx 10^{-12}$ см. Следовательно, импульс должен «размываться». То есть при падении электрона на ядро его импульс должен увеличиваться, для чего требуются затраты энергии. Расчеты показывают, что для такой «локализации» электрона нужна энергия порядка энергии связи нуклонов.

Среди физических толкований соотношения неопределённости можно выделить три уровня, которым в англоязычной литературе соответствуют три различных термина: uncertainty, indeterminateness, indeterminacy. Наиболее часто соотношения неопределённости (uncertainty relations) трактуют как ограничение на экспериментально достижимую точность измерения характеристик квантовых объектов, обусловленное неадекватностью классических приборов целям квантовых измерений.

Отношения неопределенности Гейзенберга — это теоретический предел точности любых измерений. Одновременно она указывает границу возможного использования классических представлений для описания событий в микромире. Любая частица (в общем смысле, например несущая дискретный электрический заряд) не может быть описана одновременно как «классическая точечная частица» и как волна. (Сам факт того, что какое-либо из этих описаний может быть справедливо, по крайней мере в отдельных случаях, называют корпускулярно-волновым дуализмом). Принцип неопределённости, в виде, первоначально предложенном Гейзенбергом, верен в случае, когда ни одно из этих двух описаний не является полностью и исключительно подходящим.

Другое толкование (indeterminateness) исходит из предпосылки, что соотношение неопределённости есть следствие свойства квантовых объектов, внутренне присущих им, независимо от несовершенства конкретных реализаций экспериментальных установок, предназначенных для измерения этих свойств. Таким внутренним свойством является корпускулярно-волновой дуализм квантовых объектов, т.е. неразделимое сочетание волновых и корпускулярных свойств, равно необходимых для их полного описания. С этой точки зрения, аналоги соотношения неопределённости хорошо известны, например, в акустике и оптике, задолго до создания квантовой механики.

Второе толкование соотношения неопределённости значительно шире и плодотворней первого, поскольку оно представляет собой не частное утверждение о границах уточнения характеристик квантовых объектов, а общий принцип неопределённости. Этот принцип является предпосылкой статистической интерпретации квантовой механики и важнейшим примером принципа дополненности Бора (для этого расширительного толкования соотношение неопределённости часто используют термин indeterminacy). С точки зрения этого более общего принципа, соотношение неопределённости трактуется, как способ сохранить классические понятия для описания квантовых систем путём взаимного ограничения области их совместной применимости.

Соотношение неопределённости играет большую эвристическую роль, так как многие результаты задач, рассматриваемых в квантовой механике, могут быть получены и поняты на основе комбинации законов классической механики с соотношением неопределённости. Важный пример – проблема устойчивости атома. Рассмотрим эту задачу для атома водорода. Пусть электрон движется вокруг ядра (протона) по круговой орбите радиуса r со скоростью v . По закону Кулона сила притяжения электрона к ядру равна e^2/r^2 , где e – заряд электрона, а центростремительное ускорение равно v^2/r . По второму закону Ньютона, $mv^2/r = e^2/r^2$ (m -масса электрона), т.е. радиус орбиты $r = e^2/mv^2$ может быть сколь угодно малым, если v достаточно велика. Но в квантовой механике должно выполняться соотношение неопределённости. Если допустить неопределённость скорости в пределах v , т.е. неопределённость импульса в пределах $\Delta p = mv$, то $mvr \geq \hbar$. Отсюда можно получить $v \leq e^2/\hbar$ и $r \geq \hbar^2/me^2$. Следовательно, движение электрона по орбите с $r \leq a_B = \hbar^2/me^2 \approx 0.5 \cdot 10^{-8}$ невозможно, т.е. электрон не может упасть на ядро – атом устойчив. Величина a_B и является радиусом атома водорода (Боровским радиусом). Ему соответствует максимально возможная энергия связи атома $E_0 = -e^2/2a_B \approx -13,6$ эВ, определяющая его минимальную энергию – энергию основного состояния. Исходя из известных размеров атома водорода, $a = \hbar^2/me^2$, можно оценить характерную скорость

атомного электрона в основном состоянии: $v \geq \Delta p / m \sim \hbar / m a \sim e^2 / \hbar$, т.е. $v/c \approx e^2 / \hbar c \approx \alpha \approx 1/137$ (m и e – масса и заряд электрона).

Таким образом, квантомеханические представления впервые дали возможность теоретически оценить размеры атома, выразив его радиус через мировые постоянные \hbar , m , e . Указанные соображения позволяют понять устойчивость других систем и оценить их характерные энергии.

Для некоммутирующих величин соотношение неопределённостей является частным случаем принципа дополнительности Бора.

Дополнительности принцип – сформулированный Н. Бором принцип, согласно которому при экспериментальном исследовании микрообъекта могут быть получены точные данные либо об энергиях и импульсах, либо о поведении в пространстве и времени. Эти два взаимоисключающие картины – энергетически-импульсная и пространственно-временная, получаемые при взаимодействии микрообъекта с соответствующими измерительными приборами, «дополняют» друг друга.

Всем микрообъектам присущи и волновые, и корпускулярные свойства, однако, они не являются ни волной, ни частицей в классическом понимании. Разные свойства микрообъектов не проявляются одновременно, они дополняют друг друга, только их совокупность характеризует микрообъект полностью. В этом заключается сформулированный Н. Бором принцип дополнительности (обобщение неравенства Гейзенберга). Можно условно сказать, что микрообъекты распространяются как волны, а обмениваются энергией как частицы.

Благодаря соотношению неопределённостей (16) возможны виртуальные переходы, происходящие с нарушением второго постулата Бора, т.е. с энергиями $E \neq E_{ij} = E_i - E_j$, где E_i и E_j – энергии начального (i) и конечного (j) состояния квантовой системы. При этом время жизни квантовой системы Δt определяется из соотношения (16), в котором $\Delta E = |E - E_{ij}|$. Виртуальные переходы могут происходить как с недостатком ($\Delta E < 0$), так и с избытком ($\Delta E > 0$) энергии E по сравнению с энергией идеального перехода E_{ij} , причём это имеет место как при испускании, так и при поглощении энергии квантовой системой. В частности, эта энергия может поглощаться и испускаться в виде фотонов. В этом случае виртуальное поглощение или испускание фотонов лежит в основе многофотонных процессов (например, многофотонной ионизации) в квантовых системах.

Для ограниченных в объёме квантовых систем из соотношения неопределённостей следует также существование энергии нулевых колебаний систем.

4. МАТЕМАТИЧЕСКИЙ АППАРАТ КВАНТОВОЙ МЕХАНИКИ

4.1 Уравнение Шрёдингера

Состояние квантовой системы описывается волновой функцией, квадрат модуля которой определяет величину данного состояния и, следовательно, вероятности для значений физических величин, его характеризующих.

Волновая функция (амплитуда вероятности, вектор состояния) – в квантовой механике основная величина, описывающая состояние системы и позволяющая находить вероятности и средние значения характеризующих её физических величин. Квадрат амплитуды вероятностной функции равен вероятности данного состояния, поэтому волновая функция называется также амплитудой вероятности.

Необходимость вероятностного подхода к описанию микрообъектов является важнейшей особенностью квантовой теории. В квантовой механике для характеристики состояний объектов в микромире вводится понятие волновой функции Ψ (пси-функции). Квадрат модуля волновой функции $|\Psi|^2$ пропорционален вероятности нахождения микрочастицы в единичном объеме пространства. Конкретный вид волновой функции определяется внешними условиями, в которых находится микрочастица. Математический аппарат квантовой механики позволяет находить волновую функцию частицы, находящейся в заданных силовых полях. Безграничная монохроматическая волна де Бройля есть волновая функция свободной частицы, на которую не действуют никакие силовые поля.

Волновая функция подчиняется принципу суперпозиции, что и объясняет, в частности, дифракцию частиц.

Суперпозиции принцип – относится к волновым функциям: если физическая система может находиться в состояниях, описываемых двумя (или несколькими) волновыми функциями, то она может также находиться в состоянии, описываемом любой линейной комбинацией этих функций (принцип суперпозиции состояний).

Как уже упоминалось, вероятность обнаружения электрона в том или ином месте, описываемая квадратом модуля волновой функции $|\Psi|^2$. Волновая функция Ψ является решением основного уравнения квантовой механики – уравнения Шрёдингера.

Шредингера уравнение – основное динамическое уравнение нерелятивистской квантовой механики; позволяет определить возможные состояния системы, а также изменение состояния во времени.

Уравнение Шредингера - уравнение, связывающее пространственное распределение амплитуды вероятности с энергией частицы. Предложено Э.Шредингером в 1925 в качестве окончательного объяснения атомной структуры с помощью представлений о волновой функции. Играет в квантовой механике такую же важную роль, как уравнение второго закона Ньютона в классической механике. Его можно назвать уравнением движения квантовой частицы.

В квантовой механике вместо классических уравнений физики (например, $F=ma$) вводится уравнение Шредингера. Открытие этого уравнения последовало за революционным предположением де Бройля, что не только свету, но и вообще любому веществу присущи волновые свойства. Исторически окончательной формулировке уравнения Шредингера предшествовал длительный период развития физики. Однако это уравнение не может быть выведено из более простых представлений. Оно является одним из фундаментальных законов физики, объясняющих физические явления. Квантовая теория, однако, не требует полного отказа от законов Ньютона, а лишь настаивает на отказе от абсолютной определенности в задании начальных условий. Следовательно, уравнение Шредингера должно согласовываться с законами Ньютона **в среднем**. Более того, если размер и масса частицы становятся макроскопическими, прогнозы квантовой и классической теорий совпадают, потому что неопределённый путь частицы становится близким к однозначной траектории. В начале 20-го века ученые пришли к выводу, что между предсказаниями классической теории и экспериментальными данными об атомной структуре существует ряд расхождений. Наиболее примечательным из этих расхождений было открытие того факта, что физические системы квантуются.

Как уже упоминалось в квантовой физике изначально вводится представления о вероятностном поведении частицы путем задания некоторой функции, называемой волновой и характеризующей вероятность местонахождения частицы. Затем выводится уравнение для этой функции. Отказавшись от описания движения частицы с помощью траекторий, получаемых из законов Ньютона, и определив вместо этого волновую функцию (Ψ), необходимо ввести в рассмотрение уравнение, эквивалентное законам Ньютона и дающее рецепт для нахождения Ψ в частных физических задачах. Искомым уравнением будет уравнение Шредингера.

Волновая функция, описывающая движение свободной частицы с заданным значением импульса p имеет вид волны де Бройля

$$\Psi(r,t) = A \cdot \exp\left[\frac{i(pr - Et)}{\hbar}\right] \quad (17)$$

Линейное дифференциальное уравнение, которому удовлетворяет волна де Бройля имеет вид

$$\frac{\partial \Psi}{\partial t} = \frac{i\hbar}{2m} \left(\frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} \right) \quad (18)$$

В этом легко убедиться, продифференцировав (8) по координатам x, y, z и времени t .

$$\frac{\partial \Psi}{\partial t} = -\frac{i}{\hbar} Et; \quad (19)$$

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} = -\frac{1}{\hbar^2} (p_x^2 + p_y^2 + p_z^2) \quad (20)$$

Для свободной частицы

$$\frac{(p_x^2 + p_y^2 + p_z^2)}{2m} = E. \quad (21)$$

Соотношение (20) обычно записывается в виде $i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta \Psi$, или

$$i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} = \hat{H} \Psi, \quad (22)$$

где \hat{H} - оператор Гамильтона.

Уравнение (22) называется уравнением Шредингера

Для свободной частицы $\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta = \frac{\hat{p}^2}{2m}$.

Для частицы в потенциальном поле $U(x,y,z)$

$$\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2m}\Delta + U(x, y, z) = \frac{\hat{p}^2}{2m} + U(x, y, z). \quad (23)$$

Пусть волновая функция задана в N-мерном пространстве, тогда в каждой точке с координатами $\vec{r}(x_1, x_2, x_3, \dots, x_n)$, в определенный момент времени t она будет иметь вид $\Psi(\vec{r}, t)$. В таком случае уравнение Шрёдингера запишется в виде:

$$-\frac{\hbar}{2m}\Delta\Psi(\vec{r}, t) + E_p(\vec{r})\Psi(\vec{r}, t) = -\frac{\hbar}{i}\frac{\partial}{\partial t}\Psi(\vec{r}, t), \quad (24)$$

где $\hbar = h/2\pi$, h – постоянная Планка; m – масса частицы, $E_p(\vec{r})$ – внешняя по отношению к частице потенциальная энергия в точке $\vec{r}(x_1, x_2, x_3, \dots, x_n)$, Δ - оператор Лапласа (или лапласиан), эквивалентен квадрату оператора набла, и в частном случае декартовых координат, имеет вид:

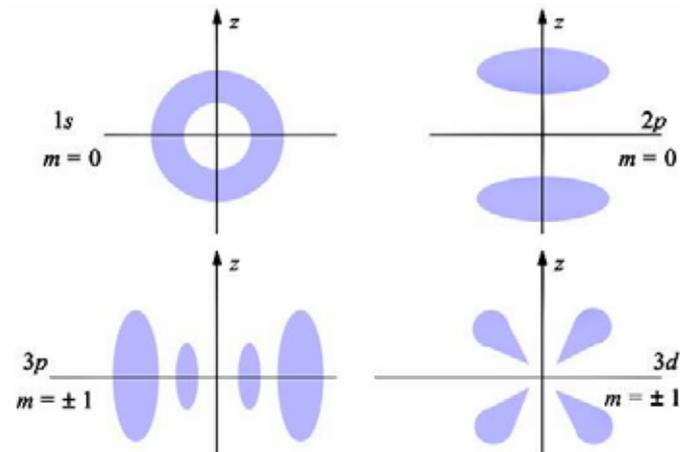
$$\Delta \equiv \nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x_1^2} + \frac{\partial^2}{\partial x_2^2} + \frac{\partial^2}{\partial x_3^2} + \dots + \frac{\partial^2}{\partial x_n^2} \quad (25)$$

Перейдём теперь к трёхмерному пространству. Общее *временное уравнение Шредингера*, позволяющее определить в любой момент времени волновую функцию Ψ для частицы массы m_0 , движущейся в силовом поле $\vec{F} = -gradE_p$, описываемом скалярной потенциальной функцией $E_p(x, y, z, t)$, имеет вид

$$i\hbar\frac{\partial\Psi}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m_0}\Delta\Psi + E_p\Psi \quad (26)$$

Здесь $i = \sqrt{-1}$ - мнимая единица, Δ - дифференциальный оператор Лапласа, который в декартовой системе координат имеет вид

$$\Delta \equiv \nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \quad (27)$$



В общем случае в задачах квантовой механики дифференциальное уравнение в частных производных (16) должно решаться с учетом определенных начальных и граничных условий на волновую функцию.

Рис. 8. Радиальная электронная плотность вероятности в виде «облака», густота которого в разных точках пространства пропорциональна этой плотности вероятности.

Задать закон движения частицы в квантовой механике это значит определить значение волновой функции в каждый момент времени в каждой точке пространства. Уравнение Шредингера играет в квантовой механике такую же роль, как и второй закон Ньютона в классической механике. Самой поразительной особенностью квантовой физики оказался ее вероятностный характер. Вероятностный характер законов является фундаментальным свойством микромира. Квадрат модуля волновой функции, описывающей состояние квантовой системы, вычисленный в некоторой точке, определяет вероятность обнаружить частицу в данной точке.

Связь между квантовой и классической механикой аналогична связи между волновой и геометрической оптикой. В обоих случаях переход от одной теории к другой соответствует переходу от относительно больших длин волн (частицы или излучения) к малым длинам волн, если их сравнивать с характерным размером L области неоднородности силового поля или оптических свойств среды (**Табл. 2**).

Табл. 2. Классический и волновой подходы.

Волновая оптика	Квантовая механика
$\lambda \geq L$	$\lambda_B \geq L$
Геометрическая оптика	Классическая механика
$\lambda \ll L$	$\lambda_B \leq L$

В таком сравнении теорий траектория движения классической частицы является аналогом светового луча в геометрической оптике.

Форма уравнения Шрёдингера показывает, что относительно времени его решение должно быть простым, поскольку время входит в это уравнение лишь через первую производную в правой части. Действительно, частное решение для стационарного состояния, когда E_p не является функцией времени, можно записать в виде:

$$\Psi(\vec{r}, t) = \Psi(\vec{r}) e^{\left(-\frac{2\pi i}{h}\right)Et}, \quad (28)$$

где функция $\Psi(\vec{r})$ должна удовлетворять уравнению:

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \Delta \Psi(\vec{r}) + E_p(\vec{r}) \Psi(\vec{r}) = E \Psi(\vec{r}) \quad (29)$$

которое получается из уравнения Шрёдингера при подстановке в него указанной выше формулы для Ψ . Заметим, что это уравнение вообще не содержит времени; в связи с этим оно называется стационарным уравнением Шрёдингера (уравнение Шрёдингера, не содержащее времени).

Выражение (28) является лишь частным решением зависящего от времени уравнения Шрёдингера, общее решение представляет собой линейную комбинацию всех частных решений вида (28). Зависимость

функции $\Psi_p(\vec{r})$ от времени проста, но зависимость ее от координаты не всегда имеет элементарный вид, так как уравнение (29) при одном выборе вида потенциальной функции $E_p(\vec{r})$ совершенно отличается от того же уравнения при другом выборе этой функции. В действительности уравнение (29) может быть решено аналитически лишь для небольшого числа частных типов функции $E_p(\vec{r})$.

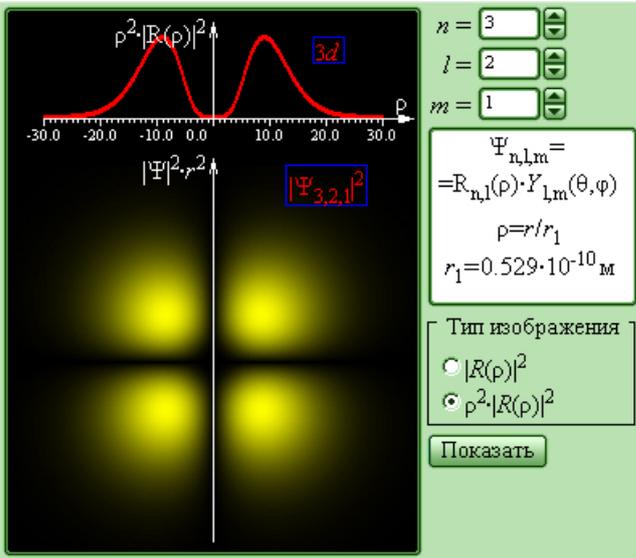


Рис. 9. Пример квантово-механического расчёта атома водорода

t в показателе экспоненты выбран так, что правая часть уравнения (29) содержит просто постоянный множитель E . В левой же части уравнения (29) функция Ψ умножается на потенциальную энергию $E_p(\vec{r})$.

Следовательно, из соображений размерности вытекает, что величина E должна иметь размерность энергии. Единственной величиной с размерностью энергии, которая постоянна в механике, является полная (сохраняющаяся) энергия системы; таким образом, можно предполагать, что E представляет собой полную энергию. Согласно физической интерпретации уравнения Шрёдингера, E действительно является полной энергией частицы при движении, описываемом функцией $\Psi(\vec{r}, t)$.

В рамках квантовой механики, образ атома водорода представляется в виде облака плотности вероятности нахождения электрона в заданной точке пространства. Некоторые квантовые состояния атома водорода, описываемых волновыми функциями (решениями уравнения Шрёдингера), представлены на **Рис. 9**.

4.2 Волновая функция

Наличие у частицы волновых свойств приводит к тому, что в квантовой физике ей сопоставляется волновая функция $\Psi(x, y, z, t)$.

Физический смысл волновой функции. Величина $|\Psi(x, y, z, t)|^2 dV$ пропорциональна вероятности того, что частица будет обнаружена в момент времени t в объеме dV в окрестности точки (x, y, z) .

Волновая функция системы невзаимодействующих частиц $\Psi(r_1, r_2, \dots, r_n, t)$ связана с одночастичными волновыми функциями $\Psi_i(r_i, t)$ соотношением

$$\Psi(r_1, r_2, \dots, r_n, t) = \Psi_1(r_1, t) \cdot \Psi_2(r_2, t) \cdot \dots \cdot \Psi_n(r_n, t). \quad (30)$$

Свободное движение частицы

Волновая функция свободно движущейся частицы с энергией E и импульсом p имеет вид

$$\Psi(r, t) = A \exp[i(kr - \omega t)] = A \exp[i(pr - Et)/\hbar]. \quad (31)$$

Константа A может быть найдена из условия нормировки волновой функции

$$A = (2\pi\hbar)^{-3/2}. \quad (32)$$

Т.е. в тех случаях, когда частица находится в области пространства, где действующие на нее силы равны нулю (свободное движение), энергия частицы может принимать любые значения. Энергетический спектр свободно движущейся частицы непрерывный.

Частица в прямоугольной яме с бесконечными стенками

Если область пространства, в которой может находиться частица, ограничена, возникает дискретный спектр энергий. Рассмотрим это на примере одномерной прямоугольной ямы с бесконечными стенками

$$V(x) = \begin{cases} 0 & \text{при } 0 \leq x \leq a, \\ \infty & \text{при } x < 0 \text{ или } x > a. \end{cases} \quad (33)$$

Частица всегда находится в области $0 \leq x \leq a$. Вне её $\Psi = 0$. Запишем уравнение Шредингера для одномерного случая

$$\frac{d^2\Psi}{dx^2} = -\frac{2mE}{\hbar^2}\Psi. \quad (34)$$

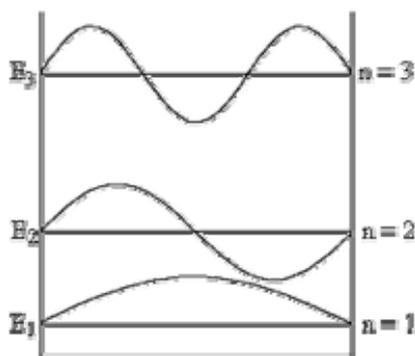
Его решение

$$\Psi = A \sin kx + B \cos kx, \quad (35)$$

где $k = (2mE/\hbar^2)^{1/2}$. Из граничных условий и условий непрерывности имеем

$$A \sin ka = 0. \quad (36)$$

Рис.10. Стоячие волны в потенциальной яме.



Из (26) получим

$$ka = n\pi, \quad n=1, 2, \dots, \quad (37)$$

т.е. внутри ямы устанавливаются стоячие волны, а энергия состояний принимает дискретные значения

$$E_n = p^2/2m = \hbar k^2/2m = \hbar^2 \pi^2 n^2 / (2ma^2). \quad (38)$$

Энергии состояний растут квадратично от n .

Каждому значению энергии соответствует волновая функция, которую с учетом условия нормировки

$$\int_0^a |\Psi(x)|^2 dx = \int_0^a A \sin \frac{n\pi x}{a} dx = 1, \quad (39)$$

можно записать в виде

$$\Psi_n = (2/a)^{1/2} \sin (n\pi x/a) \quad (40)$$

В отличие от классической частицы, квантовая частица в прямоугольной яме не может иметь энергию $E < \hbar^2 \pi^2 / (2ma^2)$.

Частица в потенциале гармонического осциллятора

Потенциал гармонического осциллятора (так же, как и в предыдущем примере рассмотрим одномерный случай)

$$\Psi_n = kx^2/2 = m\omega_0^2 x^2/2. \quad (41)$$

где $\omega_0 = (k/m)^{1/2}$ - собственная частота колебаний гармонического осциллятора. Решение уравнения Шредингера для этого потенциала можно записать в виде

$$\Psi_n = h_n(x) e^{-b(x)}, \quad (42)$$

где $h_n(x)$ - полиномы степени n , $b(x) = (km)^{1/2} x^2 / 2\hbar$. Спектр значений энергий имеет вид

$$E_n = \hbar\omega_0(n + 1/2), \quad n = 0, 1, \dots \quad (43)$$

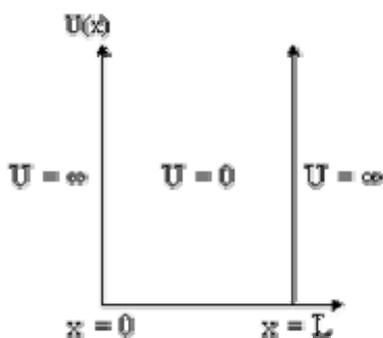
Энергетический спектр гармонического осциллятора эквидистантный - уровни находятся на одинаковом расстоянии друг от друга.

4.3 Потенциальная яма

Частица массы m находится в одномерной потенциальной яме бесконечной глубины (Рис. 11). Потенциальная энергия U удовлетворяет следующим граничным условиям

$$U(x) = \begin{cases} \infty, & x < 0, \quad x > L \\ 0, & 0 \leq x \leq L \end{cases} \quad (44)$$

Рис.11. Частица в одномерной потенциальной яме бесконечной глубины.



При таких граничных условиях частица находится внутри потенциальной ямы $0 \leq x \leq L$ и не может выйти за ее пределы, т.е.

$$\Psi(x) = 0, \quad x < 0, \quad x > L \quad (45)$$

Условие нормировки

$$\int_0^L \Psi^* \cdot \Psi dx = 1. \quad (46)$$

Используя стационарное уравнение Шредингера для случая $U=0$, получим

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2\Psi}{dx^2} = E\Psi \quad (47)$$

или

$$\frac{d^2\Psi}{dx^2} + a^2\Psi = 0 \quad (48)$$

где

$$a^2 = 2mE/\hbar^2. \quad (49)$$

Уравнение (37) описывает положение частицы внутри потенциальной ямы. Оно имеет решение

$$\Psi(x) = Ae^{+iax} + Be^{-iax}, \quad (50)$$

представляющее собой суперпозицию двух волн, распространяющихся в противоположных направлениях вдоль оси x .

Постоянные A и B находятся из граничных условий

$$A + B = 0 \text{ при } x = 0 \text{ т.е. } B = -A. \quad (51)$$

Следовательно

$$\Psi(x) = A(e^{+iax} - e^{-iax}) = 2iA \sin ax. \quad (52)$$

Условие $\Psi(L) = 0$ дает

$$2ia \sin aL = 0. \quad (53)$$

Отсюда

$$aL = n\pi, \text{ следовательно, и } a = n\pi/L, \text{ где } n = 1, 2, 3, \dots \quad (54)$$

Подставляя полученное значение a в соотношение (48), получим соотношение для энергии частицы в бесконечной прямоугольной яме

$$E_n = \hbar^2 a^2 / 2m = n^2 \pi^2 \hbar^2 / 2mL^2, \text{ где } n = 1, 2, 3, \dots \quad (55)$$

Волновые функции (50) имеют вид

$$\Psi_n(x) = 2iA \sin(n\pi x/L); \quad \Psi_n^*(x) = -2iA \sin(n\pi x/L). \quad (56)$$

Константу A можно получить из условия

$$\int_0^L \Psi_n^*(x) \cdot \Psi_n(x) dx = \int_0^L 4A^2 \sin^2\left(\frac{n\pi}{L}x\right) dx = 2A^2 \left[x - \frac{L}{2n\pi} \sin\left(\frac{2n\pi}{L}x\right) \right]_0^L = 2A^2 L = 1. \quad (57)$$

Нормированные волновые функции и собственные значения энергии для различных состояний приведены в **Табл. 3**.

Табл. 3. Нормированные волновые функции и собственные значения энергии.

n	Собственные функции Ψ	Плотности вероятности $\Psi\Psi^*$	Собственные значения энергии
1	$i(2/L)^{1/2} \sin(\pi x/L)$	$(2/L) \sin^2(\pi x/L)$	$\pi^2 \hbar^2 / 2mL^2$
2	$i(2/L)^{1/2} \sin(2\pi x/L)$	$(2/L) \sin^2(2\pi x/L)$	$4\pi^2 \hbar^2 / 2mL^2$
3	$i(2/L)^{1/2} \sin(3\pi x/L)$	$(2/L) \sin^2(3\pi x/L)$	$9\pi^2 \hbar^2 / 2mL^2$
n	$i(2/L)^{1/2} \sin(n\pi x/L)$	$(2/L) \sin^2(n\pi x/L)$	$n^2 \pi^2 \hbar^2 / 2mL^2$

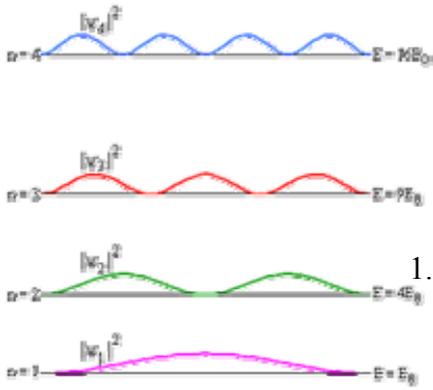


Рис.12. Вероятность обнаружения частицы в различных квантовых состояниях.

На **Рис. 12** показаны плотности вероятности обнаружения частицы в различных квантовых состояниях. Таким образом, для бесконечной одномерной потенциальной ямы имеем следующее.

1. Энергия частицы принимает определенные дискретные значения. Обычно говорят, что частица находится в определенных энергетических состояниях.
2. Частица может находиться в каком-то одном из множества энергетических состояний.
3. Частица не может иметь энергию равную нулю.
4. Каждому значению энергии E_n соответствует собственная волновая функция Ψ_n , описывающая данное состояние.
5. Для собственной функции $\Psi_1(x)$ вероятность обнаружить частицу в точке $x = L/2$ максимальна. Для состояния $\Psi_2(x)$ вероятность обнаружения частицы в этой точке равна 0.

Пример. Пусть нейтрон находится в одномерной потенциальной яме, размеры которой сравнимы с размером ядра, 10^{-14} м. Вопросы: а) Чему равна энергия первого возбуждённого состояния? б) Чему равна вероятность нахождения нейтрона в пределах области, соответствующей 20% ширине ямы, расположенной между $0,4 \cdot 10^{-13}$ м и $0,6 \cdot 10^{-14}$ м в четвертом возбуждённом состоянии?

Решение. 1. E_0 (энергия в основном состоянии) = $\frac{\hbar^2 \pi^2 (n)^2}{2mL^2} = \frac{(1,05 \cdot 10^{-34} \text{ Дж}\cdot\text{с})^2 (3,14)^2 (1)^2}{2(1,66 \cdot 10^{-27} \text{ кг})(10^{-14} \text{ м}^2)} = 3,3 \cdot 10^{-13} \text{ Дж} = 2,0 \text{ МэВ}.$

Энергия первого возбуждённого состояния, $n=2$, равна $4E_0$, а энергетическое пространство между первым возбужденным состоянием и основным состоянием равно $3E_0=6 \text{ МэВ}.$

2. Вероятность = $\int_{x_1}^{x_2} \Psi^2(x) dx = \frac{2}{L} \int_{x_1}^{x_2} \frac{\sin^2 5\pi x}{L} dx = \left(\frac{x}{L} - \frac{1}{5\pi} \sin \frac{5\pi x}{L} \right)_{x_1}^{x_2} = 0,20$ - результат, представленный на **Рис. 13** под ψ^2 кривой.

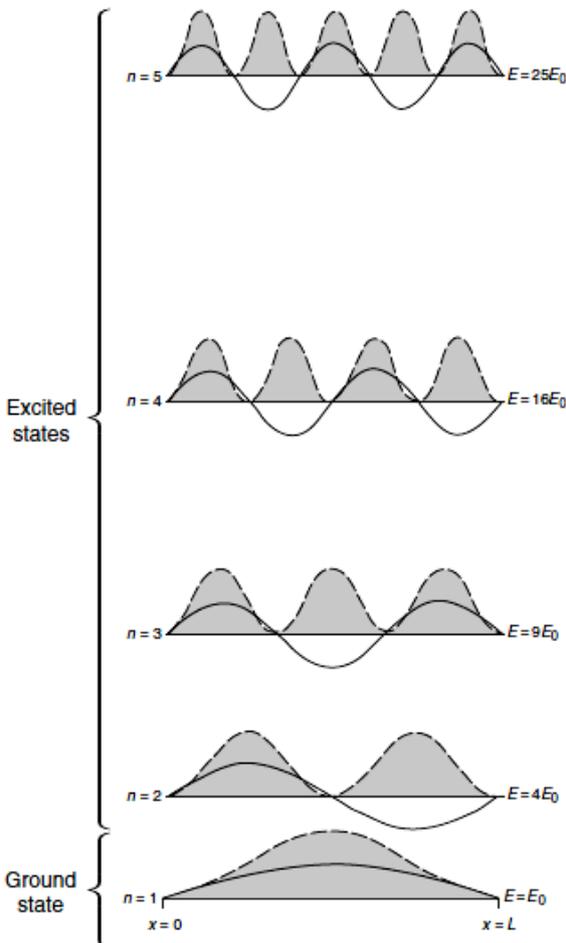


Рис. 13. Разрешённые энергетические уровни в одномерной потенциальной яме. Волновая функция представлена сплошной линией, а плотность вероятности – заштрихованной площадью.

В случае гармонического осциллятора потенциальная энергия U имеет вид

$$U = kx^2/2. \quad (58)$$

Стационарное уравнение Шредингера для гармонического осциллятора имеет вид

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2\Psi}{dx^2} + \frac{kx^2}{2} \Psi = E\Psi. \quad (59)$$

Также как и в случае прямоугольной потенциальной ямы наблюдается дискретный спектр энергий состояний

$$E_n = (n + 1/2)\hbar\omega = (n + 1/2)\hbar\omega, \text{ где } n = 0, 1, 2, \dots, \quad (60)$$

где $\omega = (k/m)^{1/2}$. Однако в отличие от прямоугольной ямы, спектр энергий эквидистантный. Каждому энергетическому состоянию соответствует волновая функция, описываемая полиномом Эрмита H_n .

$$\Psi_m = \sqrt{\frac{a}{\sqrt{\pi} 2^n n!}} = H_n(ax) e^{-a^2 x^2/2}, \quad (61)$$

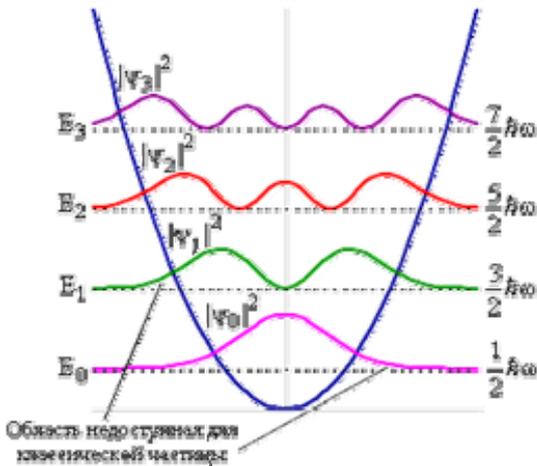
$$H_n = (-1)^n e^{\zeta^2} \frac{d^n}{d\zeta^n} (e^{-\zeta^2}), \quad (62)$$

где $a^2 = 4\pi^2 m\nu/h$, $\zeta = ax$. В **Табл. 4** приведены собственные значения энергии E_n и нормированные собственные функции гармонического

осциллятора Ψ_n

Табл. 4. Собственные значения энергии и функции гармонического осциллятора.

n	Собственные значения энергии E_n	Нормированные собственные функции Ψ_n
0	$E_0 = h\nu/2$	$\Psi_0 = \left(\frac{a}{\sqrt{\pi}}\right)^{1/2} e^{-0.5a^2x^2}$
1	$E_1 = 3h\nu/2$	$\Psi_1 = \left(\frac{a}{2\sqrt{\pi}}\right)^{1/2} 2axe^{-0.5a^2x^2}$
2	$E_2 = 5h\nu/2$	$\Psi_2 = \left(\frac{a}{8\sqrt{\pi}}\right)^{1/2} (4a^2x^2 - 2)e^{-0.5a^2x^2}$
3	$E_3 = 7h\nu/2$	$\Psi_3 = \left(\frac{a}{48\sqrt{\pi}}\right)^{1/2} (8a^3x^3 - 12)e^{-0.5a^2x^2}$
n	$E_n = (n+1/2)h\nu$	$\Psi_n = \left(\frac{a}{2^2\sqrt{\pi}n!}\right)^{1/2} H_n(ax)e^{-0.5a^2x^2}$



На **Рис. 14** показана плотность распределения волновой функции гармонического осциллятора.

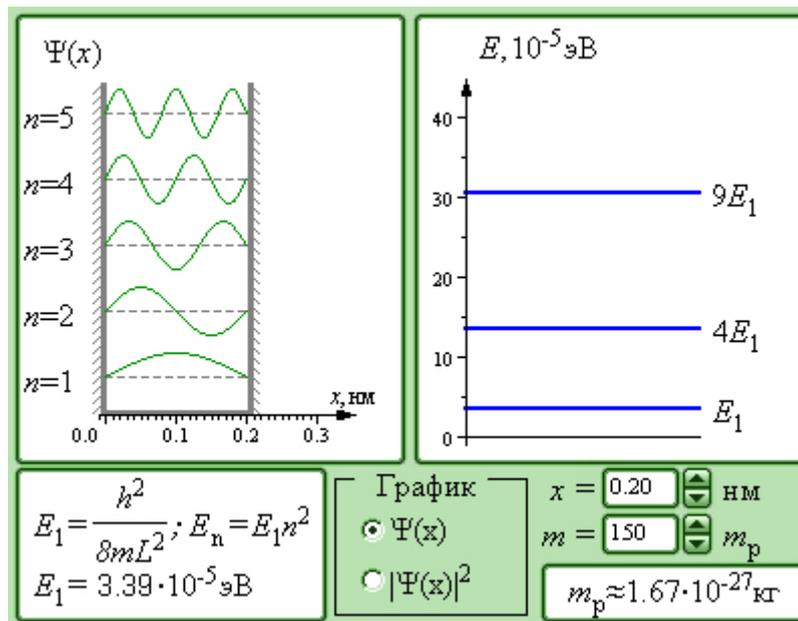
Классический осциллятор не может выйти за пределы значений x , в которых потенциальная энергия равна энергии E_n для данного значения квантового числа n . В квантовом случае ситуация другая - существует отличная от нуля вероятность обнаружить частицу за пределами потенциальной ямы, т.е. частица может проникать на небольшое расстояние за стенку барьера.

Рис. 14. Плотность распределения волновой функции гармонического осциллятора.

5. ПРИНЦИП ПАУЛИ

В квантовых системах действуют два типа сил: электромагнитные и ядерные. При равенстве нулю заряда частиц, они, тем не менее, взаимодействуют, и взаимодействуют сильно. Важно, что при этом состояние двух одинаковых частиц не есть произвольное состояние каждой из частиц. Состояние должно удовлетворять *принципу неразличимости*. Квантовые частицы неразличимы в принципе. Это утверждение сильнее, чем утверждение о тождественности частиц в классической физике. В ньютоновской механике частица движется по определенной траектории. За ней можно следить, ее не спутаешь с другой, даже если они одинаковы. В квантовой механике у частицы нет определенной траектории. Возможны квантовые скачки, можно с определенной вероятностью обнаружить частицу на первый взгляд в неожиданном месте - непрерывно следить за ней невозможно.

В квантовой механике частицы описываются с помощью волновых функций, позволяющих вычислить лишь вероятность нахождения частицы в данной точке пространства. Если волновые функции нескольких тождественных частиц перекрываются,



то невозможно определить, какая из частиц находится в данной точке. Т.к. физический смысл имеет квадрат модуля волновой функции, состояние не изменится при изменении знака волновой функции при перестановке двух тождественных частиц. Принцип тождественности частиц требует, чтобы при перестановке двух тождественных частиц волновая функция либо изменяла знак (**антисимметричное состояние**), либо не меняла знака (**симметричное состояние**).

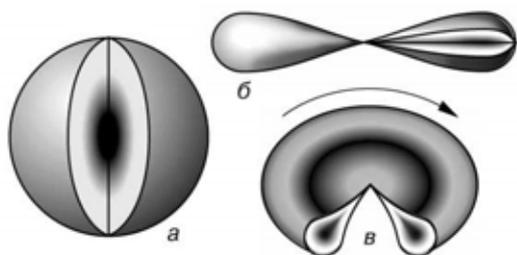


Рис. 15. Распределение вероятности нахождения электрона для атома водорода в трех возбужденных состояниях. Представлены поверхности равной вероятности. Ретушью в вырезах показано изменение вероятности в поперечном сечении.

Рассмотрим статистику для двух частиц a и b , находящихся в двух различных состояниях Ψ_1 и Ψ_2 -

$$\Psi_1(a), \Psi_1(b), \Psi_2(a), \Psi_2(b). \quad (63)$$

Из этих функций можно построить две несимметризованные функции

$$\Psi_1(a,b) = \Psi_1(a)\Psi_1(b), \quad (64)$$

$$\Psi_2(a,b) = \Psi_2(a)\Psi_2(b). \quad (65)$$

Состояния $\Psi_1(a,b)$ и $\Psi_2(a,b)$ соответствуют одной и той же энергии. Из функций $\Psi_1(a,b)$ и $\Psi_2(a,b)$ можно построить две симметризованные комбинации, отвечающих той же энергии. Симметричную комбинацию $\Psi_2(a)\Psi_2(b)$

$$\Psi_{\text{сим}} = \Psi_1(a)\Psi_1(b) + \Psi_2(a)\Psi_2(b) \quad (66)$$

и антисимметричную комбинацию $\Psi_2(a)\Psi_2(b)$

$$\Psi_{\text{антисим}} = \Psi_1(a)\Psi_1(b) - \Psi_2(a)\Psi_2(b). \quad (67)$$

Важным квантово-механическим свойством системы двух или более идентичных частиц является влияние на волновую функцию обмена координатами двух частиц. Если при обмене пространственными и спиновыми координатами никаких изменений в волновой функции не происходит, то говорят, что волновая функция симметрична и частицы подчиняются статистике Бозе-Эйнштейна. Если при обмене пространственными и спиновыми координатами волновая функция меняет знак, то волновая функция называется несимметричной и частицы подчиняются статистике Ферми-Дирака. «Статистики» сильно влияют на свойства ансамблей частиц. Частицы с полуцелыми спинами, такие как нейтроны, протоны и электроны являются фермионами и подчиняются статистике Ферми-Дирака. Они имеют несимметричные волновые функции и поэтому подчиняются принципу Паули. (Никакие две частицы не могут иметь одинаковые значения величин квантовых чисел, m , l , m_l , s и m_s . Фотоны и другие частицы и с целыми спинами, такие как p -мезон являются бозонами. Они подчиняются статистике Бозе-Эйнштейна, имеют симметричные волновые функции и не подчиняются принципу Паули.

Симметричными волновыми функциями описываются частицы с целым спином - **бозоны** (пионы, фотоны, альфа-частицы, ...). (На связь между симметрией волновой функции и спином впервые указал Паули). Бозоны подчиняются статистике Бозе - Эйнштейна. В одном квантовом состоянии может одновременно находиться неограниченное количество тождественных бозонов. Антисимметричными волновыми функциями описываются частицы с полуцелым спином – **фермионы** (протоны, нейтроны, электроны, нейтрино, ...). Фермионы подчиняются статистике Ферми - Дирака. Для фермионов справедлив принцип Паули - Два тождественных фермиона не могут одновременно находиться в одном и том же состоянии. Если $a = b$ и $\Psi_1 = \Psi_2$, то при перестановке местами a и b антисимметричная функция $\Psi_{\text{антисим}} = 0$. Принцип Паули определяет строение электронных оболочек атомов, заполнение нуклонных состояний в ядрах и т.д.

Описывая движение двух или нескольких квантовых частиц, нужно использовать условия, которые обеспечивают выполнение принципа неразличимости. Свою неразличимость частицы проявляют по-разному. Как именно, зависит от их спина - целый он (в частности, нулевой) или полуцелый. Если частицы - бозоны, то есть имеют нулевой или целый спин, то функция, описывающая состояние двух частиц, при перестановке частиц местами вовсе не меняется. Если же частицы - фермионы с полуцелым спином, функция, описывающая состояние двух частиц, при перестановке частиц меняет знак. (В квантовой теории перемена частиц местами - чисто математическая процедура: в функции, описывающей их состояние, меняют местами аргументы, относящиеся к разным частицам). Это различие кардинально влияет на поведение совокупностей квантовых частиц - как принято говорить, на их статистику (подробнее см. лекцию по элементарным частицам). В статистике Бозе-Эйнштейна любому количеству бозонов ничто не мешает скапливаться в одном состоянии. Именно это их свойство позволило получить "пятое состояние вещества" - так называемый бозе-эйнштейновский конденсат, когерентную материю, комок атомов в одном квантовом состоянии. А число фермионов в каждом состоянии либо 0, либо 1. Третьего не дано! Для фермионов осуществляется запрет: две одинаковые частицы не могут находиться в одном и том же состоянии. Этот запрет в 1924 сформулировал Вольфганг Паули (1900-1958). Запрет называется *принципом Паули*. Состояние электрона в любом атоме определяют четыре числа: главное квантовое число n ($n = 1, 2, 3, \dots$); орбитальный момент количества движения l ($l = n - 1$); проекция момента на ось квантования l_z (таких проекций $2l + 1$); проекция спина на ось квантования (их две - либо $+1/2$, либо $-1/2$). Принцип Паули запрещает электронам иметь четыре совпадающие характеристики. Этот запрет диктует закон, по которому построена электронная оболочка атома.

Принцип Паули (принцип запрета) — один из фундаментальных принципов квантовой механики, согласно которому два тождественных фермиона не могут одновременно находиться в одном квантовом состоянии.

Принцип был сформулирован для электронов Вольфгангом Паули (1925) в процессе работы над квантомеханической интерпретацией аномального эффекта Зеемана и в дальнейшем распространён на все частицы с полуцелым спином. Полное обобщённое доказательство принципа было сделано им в 1940 в рамках релятивистской квантовой механики: волновая функция системы фермионов является антисимметричной относительно их перестановок, поведение систем таких частиц описывается статистикой Ферми-Дирака.

Принцип Паули определяет строение электронных оболочек атомов, заполнение нуклонных состояний в ядрах и т.д.

6. РАСПРЕДЕЛЕНИЯ

Выше мы упоминали, что элементарные частицы делятся на фермионы, подчиняющиеся распределению Ферми-Дирака, и бозоны, подчиняющиеся распределению Бозе-Эйнштейна. Попытаемся пояснить, что это за статистические распределения и как они соотносятся с более известным в среде химиков распределением Максвелла-Больцмана.

Различие между фермионами и бозонами отражается на том, как они занимают набор состояний, особенно при разных температурах. Рассмотрим систему, показанную на **Рис. 16**.

В нулевой температуре ($T = 0$), бозоны пытаются занять самые низкие энергетические состояния (конденсат Бозе-Эйнштейна) в то время как фермионы занимают одно квантовое состояние). При высоких температурах распределения подобны и приближаются к распределению Максвелла Больцмана.

Под функцией распределения $f(E)$ будем понимать вероятность того, что частица находится в энергетическом состоянии E . Функция распределения - обобщение идеи распределения дискретной величины случай, где энергию можно рассматривать как непрерывную переменную. В природе наиболее широко распространены три распределения. Рассмотрим их более подробно.

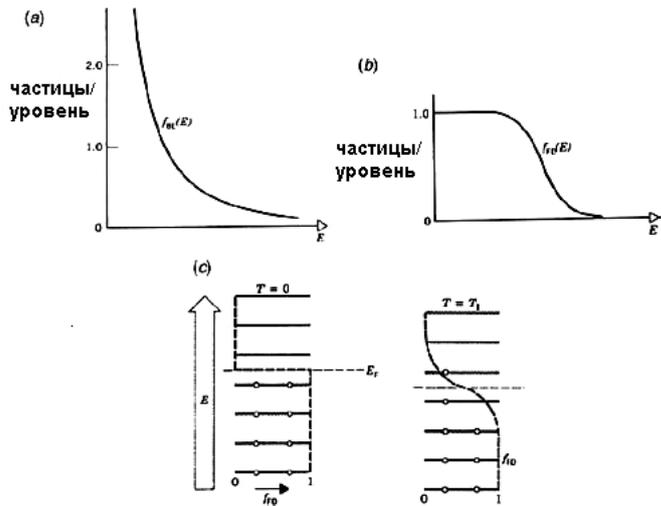


Рис. 16. а) Распределение Бозе-Эйнштейна, б) Распределение Ферми-Дирака и с) заполненные фермионами уровни при $T=0$ и $T=T_1>T_0$. Пунктир показывает энергии Ферми E_F .

6.1 Распределение Максвелла-Больцмана

Распределение Максвелла - распределение вероятности, встречающееся в физике и химии. Оно лежит в основании кинетической теории газов, которая объясняет многие фундаментальные свойства газов, включая давление и диффузию. Также оно может быть выражено

как дискретное распределение по множеству дискретных уровней энергии, или как непрерывное распределение по некоторому континууму энергии. Установлено Дж.Маквеллом в 1859. Используя распределение Максвелла Л.Больцман предложил в 1871 статистический метод описания физических систем, содержащих большое число невзаимодействующих частиц, движущихся по законам классической механики (т.е. классического идеального газа).

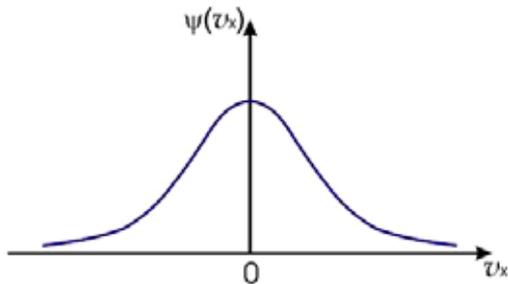


Рис. 17. Распределение Максвелла.

Распределение вероятностей, характеризующая вероятность того, что частица имеет данный импульс и находится в данном элементе объема, носит название распределение Максвелла — Больцмана.

Распределение Максвелла-Больцмана – классическая функция распределения энергии между **идентичными**, но **различимыми** частицами.

Кроме того, постулируется:

- - Конкретное состояние может вместить любое число частиц.
- - В тепловом равновесии, распределение частиц среди доступных энергетических состояний - самое вероятное, определяемое всей доступной энергией системы и общим количеством частиц.
- - Все конкретные состояния системы равновероятны.

Основная идея здесь – малая вероятность того, что некая частица получит энергию намного выше средней (т. е. намного больше своей доли). Энергии ниже средней предпочтительны, потому что существует больше способов их достижения. Если одна частица, например, получит энергию в 10 раз выше средней, то это уменьшит возможность распределения остатка энергии. Такое событие маловероятно, потому что вероятность занятия данного состояния пропорциональна числу способов, которыми оно может быть достигнуто.

Согласно теории вероятности, распределение Максвелла-Больцмана можно рассматривать как произведение вероятностей двух независимых событий - вероятность данного значения импульса и данного положения частицы. Первая из них – распределение Максвелла, вторая – распределение Больцмана. Каждое из них нормировано на единицу. Здесь важно, что вероятность данного значения импульса совершенно не зависит от положения молекулы и, наоборот, вероятность положения молекулы не зависит от её импульса. Это значит что распределение частиц по импульсам (скоростям) не зависит от поля, другими словами остается тем же самым от точки к точке пространства, в котором заключен газ. Меняется лишь вероятность обнаружения частицы.

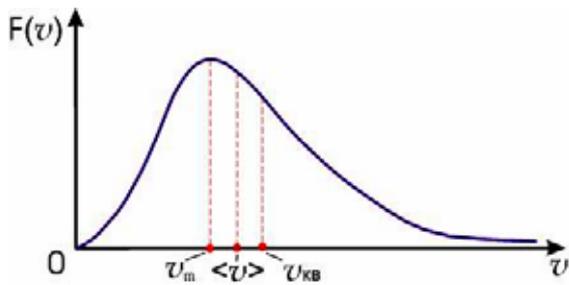


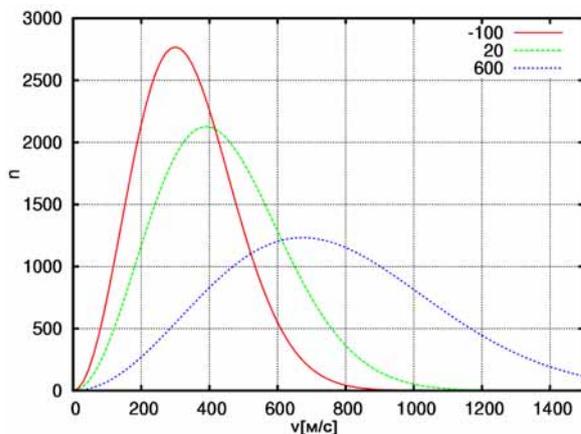
Рис. 18. Распределение Максвелла по абсолютным значениям скоростей частиц.

Распределение применимо к идентичным, но различным частицам, при условии отсутствия квантовых эффектов. Точнее, оно описывает распределение по скоростям частиц макроскопической физической системы, находящейся в статическом равновесии, при условии, что движение молекул подчиняется законам классической механики (например, классический идеальный разреженный газ). Этим распределением можно описать распределение энергий частиц, а также скоростей, импульсов, и модуля импульсов частиц (например, молекул).

Функция распределения частиц газа по скоростям:

$$f(v) = \left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{3/2} \exp\left(-\frac{mv^2}{2kT}\right) \quad (68)$$

где $v^2 = v_x^2 + v_y^2 + v_z^2$.



Функция $f(v)$ называется распределением Максвелла. Качественно вид этой функции (**Рис. 19**) совпадает с нормальным законом распределения Гаусса, описывающим распределение ошибок измерений случайной величины. Уравнение (68) может быть представлено в форме:

$$y = \varphi(x) = A \exp(-\alpha x^2) \quad (69)$$

где A и α - константы.

Рис. 19. Распределение частиц по скоростям при различных температурах (Распределение Максвелла-Больцмана).

Функция плотности вероятности для модуля скорости, называется функцией распределения Максвелла по абсолютным значениям

скоростей:

$$F(v) = 4\pi v^2 \left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{3/2} \exp\left(-\frac{mv^2}{2kT}\right) \quad (70)$$

Она выражает вероятность того, что величина скорости имеет значения от v до $v+dv$.

Максимум этой функции соответствует наиболее вероятному значению скорости молекул газа v_m :

$$v_m = \sqrt{\frac{2kT}{m}} \quad (71)$$

Характерным параметром распределения Максвелла является так называемая среднеквадратичная скорость:

$$v_{rms} = \sqrt{\langle v^2 \rangle}, \text{ где } \langle v^2 \rangle \quad (72)$$

Средняя скорость частиц:

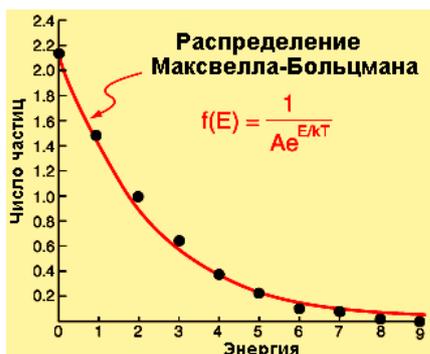


Рис. 20. Распределение частиц по энергиям.

$$\langle v \rangle = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}} = \sqrt{\frac{8TR}{\mu}}, \quad (73)$$

где m - молекулярная масса газа, T - термодинамическая температура, k - постоянная $k=1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К- постоянная Больцмана и μ - молекулярная масса.

Среднеквадратичная скорость молекул

$$v_{kv} = \sqrt{\langle v^2 \rangle} = \sqrt{\frac{3kT}{m}} \quad (74)$$

Полученные значения скоростей численно отличаются друг от друга на величину, меньшую, чем их значения, причем $v_m < \langle v \rangle < v_{kv}$.



Рис. 21. Функция, описывающая распределение частиц по энергиям в предположении реализации закона Максвелла-Больцмана.

Кроме функции распределения по абсолютным значениям скорости $F(v)$ применяется функция распределения по значениям кинетической энергии поступательного движения молекул $F_E(E_K)$, характеризующая вероятность попадания значений кинетической энергии E_K в интервал dE_K :

$$F_E(E_K) = \frac{2\pi}{(\pi kT)^{3/2}} \sqrt{E_K} \exp\left(-\frac{E_K}{kT}\right) \quad (75)$$

Как распределение энергии, распределение Максвелла соответствует самому вероятному распределению энергии, в столкновительно-доминируемой системе, состоящей из большого количества не взаимодействующих частиц.

Средняя кинетическая энергия поступательного движения частиц:

$$\langle E \rangle = \frac{m \langle v^2 \rangle}{2} = \frac{3}{2} kT \quad (76)$$

Наиболее вероятное значение кинетической энергии поступательного движения частиц, находящихся в равновесном состоянии:

$$E = \frac{kT}{2} \quad (77)$$

Наиболее вероятное значение кинетической энергии поступательного движения в три раза меньше среднего значения этой энергии частицы.

Отметим, что все рассмотренные здесь распределения справедливы только для равновесного состояния термодинамической системы. Вследствие достаточно общего метода их получения, они применимы не только для газов, но и для любых систем, движение микрочастиц которых описывается уравнениями классической механики.

6.2 Распределение Бозе-Эйнштейна

Статистика Бозе — Эйнштейна — квантовая статистика, применяемая к системам частиц с нулевым или целочисленным спином; предложена в 1924 индийским физиком С.Бозе для квантов света; развита А.Эйнштейном для молекул идеальных газов. Характерная особенность - в одном и том же состоянии может находиться любое число одинаковых частиц (в противоположность статистике Ферми-Дирака для частиц с полужелым спином, согласно которой каждое состояние может быть занято не более чем одной частицей). Для сильно разреженных газов (как и статистика Ферми — Дирака) переходит в статистику Максвелла-Больцмана.

Формула Бозе-Эйнштейна для распределения по энергиям можно представить в виде:

$$f(E) = \frac{1}{A * e^{E/kT} - 1}, \quad (78)$$

где A — нормирующий множитель.

Следствием статистики Бозе-Эйнштейна является конденсат Бозе-Эйнштейна — агрегатное состояние материи, основу которой составляют охлажденные до температур близких к нулю бозоны (сингулярное

квантовое состояние). Бозоны, которыми являются, например, и отдельные элементарные частицы — фотоны, и целые атомы, такие как гелий – 4, могут находиться друг с другом в одинаковых квантовых состояниях.

Одним из свойств конденсата является самопроизвольное вытекание сильноохлаждённой жидкости из сосуда, в который она помещена. Это явление является непосредственным проявлением законов квантовой механики, согласно которым система может получать энергию только дискретно. Если система находится при настолько низких температурах, что пребывает в наинизшем энергетическом состоянии, то она уже не в состоянии уменьшить свою энергию даже за счёт трения. Без трения жидкость легко преодолевает гравитационное притяжение благодаря молекулярному сцеплению жидкости со стенками сосуда, и занимает наиболее выгодное положение — вне сосуда.

В таком переохлаждённом состоянии большее число атомов оказывается в своих минимально возможных квантовых состояниях и квантовые эффекты начинают проявляться на макроскопическом уровне. Один из таких эффектов - самопроизвольное вытекание низкотемпературной жидкости из сосуда, в который она помещена. Это явление является непосредственным проявлением законов квантовой механики, согласно которым система может получать энергию только дискретно. Если система находится при настолько низких температурах, что пребывает в наинизшем энергетическом состоянии, то она уже не в состоянии уменьшить свою энергию даже за счёт трения. Без трения жидкость легко преодолевает гравитационное притяжение благодаря молекулярному сцеплению жидкости со стенками сосуда, и занимает наиболее выгодное положение — вне сосуда.

Квантовый переход возникает ниже критической температуры, которая для однородного трёхмерного газа, состоящего из невзаимодействующих частиц без каких-либо внутренних степеней свободы, определяется формулой

$$T_c = \left(\frac{n}{\zeta(3/2)} \right)^{2/3} \frac{h^2}{2\pi m k_B}, \quad (79)$$

где: T_c - критическая температура, n - концентрация частиц, m - масса, h - постоянная Планка, k_B - постоянная Больцмана, ζ - функция Римана, $\zeta(3/2)=2,6124$.

Конденсат Бозе-Эйнштейна теоретически предсказан в 1925, первый конденсат был получен Э.Корнеллом и К.Виманом (США) в 1995.

6.3 Распределение Ферми-Дирака

Статистика Ферми-Дирака - квантовая статистика, применяемая к системам тождественных фермионов (как правило, частиц с полуцелым спином, подчиняющихся принципу запрета Паули, то есть, одно и то же квантовое состояние может занимать не более одной частицы); определяет статистическое распределение фермионов по энергетическим уровням системы, находящейся в термодинамическом равновесии; предложена в 1926 Э.Ферми и одновременно П.Дираком, который выяснил ее квантово-механический смысл; позволяет найти вероятность, с которой фермион занимает данный энергетический уровень. В 1927 эта статистика применена А.Зоммерфельдом к электронам в металле.

Статистики Ферми — Дирака и Бозе-Эйнштейна применяются в том случае, когда необходимо учитывать квантовые эффекты, т.е. когда частицы обладают «неразличимостью». Квантовые эффекты проявляются тогда, когда концентрация частиц $(N/V) \geq n_q$ (где n_q - квантовая концентрация). Квантовая концентрация — это концентрация, при которой расстояние между частицами соизмеримо с длиной волны де Бройля, то есть когда волновые функции частиц соприкасаются, но не перекрываются. Квантовая концентрация зависит от температуры. Статистика Ферми — Дирака применяется к фермионам (частицы, которые подчиняются принципу запрета Паули, например, частицы со спином 1/2), статистика Бозе-Эйнштейна применяется к бозонам (например, к частицам с целым спином). Оба этих распределения становятся распределением Максвелла-Больцмана при высоких температурах и низких концентрациях.

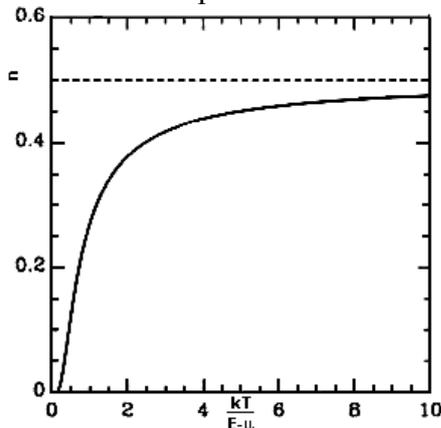
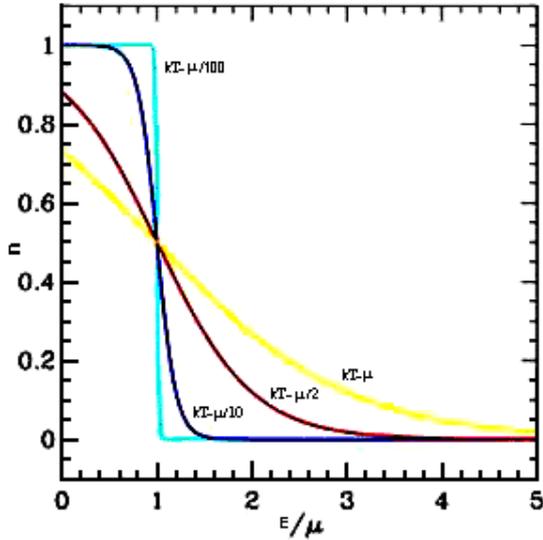


Рис. 22. Распределение Ферми-Дирака как функция температуры. Заполнение уровней с энергиями $E > \mu$ растёт с увеличением температуры

Распределением Максвелла-Больцмана описываются классические «различимые» частицы. В статистике Максвелла-Больцмана конфигурация частицы А в состоянии 1 и частицы В в состоянии 2 отличается от конфигурации частицы В в состоянии 1 и частицы А в состоянии 2. Когда эта идея была проработана полностью, оказалось, что распределение частиц

по энергетическим состояниям приводит к нефизическим результатам для энтропии, что известно, как парадокс Гиббса. Эта проблема исчезла, когда стал ясен тот факт, что все частицы неразличимы. Распределения Ферми-Дирака и Бозе-Эйнштейна приближаются к статистике Максвелла-Больцмана в пределе высоких температур и низких плотностей. Статистика Максвелла-Больцмана хорошо описывает поведение газов. Распределение Ферми-Дирака часто используется для описания электронов в твердых телах, на ней, к примеру, базируются основные положения теории полупроводников в частности и электроники в целом.



Распределение Ферми-Дирака может быть представлено в виде:

$$f(E) = \frac{1}{A * e^{E/kT} + 1}, \quad (80)$$

где A – нормирующий множитель.

В зависимости от того, к каким частицам применяется статистика Ферми-Дирака, функция $f(E)$ несколько изменяется.

Рис. 23. Распределение Ферми-Дирака как функция от E/μ , построенная для 4 различных температур. С ростом температуры ступенька размывается

В статистике Ферми-Дирака среднее число частиц в состоянии с энергией E_i есть

$$n_i = \frac{g_i}{e^{\frac{E_i - \mu}{kT}} + 1}, \quad (81)$$

где: n_i – среднее число частиц в состоянии i , E_i – энергия состояния i , g_i – кратность вырождения состояния i (число состояний с энергией E_i), μ – химический потенциал (который равен энергии Ферми E_F при абсолютном нуле температуры), k – постоянная Больцмана, T – абсолютная температура.

В (идеальном) ферми-газе $\mu = E_F$. В этом случае (полагая уровни энергии невырожденными $g_i = 1$), функция распределения частиц называется функцией Ферми:

$$F(E) = \frac{1}{e^{\frac{E - E_F}{kT}} + 1} \quad (82)$$

где f_{FD} – число частиц на квантовое состояние, k – постоянная Больцмана, E_F – энергия Ферми. При $T=0$ все энергетические уровни ниже E_F оккупированы ($f_{FD}=1$), а все энергетические уровни выше E_F пусты ($f_{FD}=0$). При росте температуры, некоторые уровни выше E_F оккупируются при расходе уровней ниже E_F .

Энергия Ферми (E_F) системы невзаимодействующих фермионов - увеличение энергии основного состояния системы при добавлении одной частицы. Это эквивалентно химическому потенциалу системы в ее основном состоянии при абсолютном нуле температур. E_F можно интерпретировать как максимальную энергию фермиона в основном состоянии при абсолютном нуле температур. Энергия Ферми - одно из центральных понятий физики твёрдого тела. Физический смысл уровня Ферми: вероятность попадания частицы на уровень Ферми составляет 0,5 при любых температурах.

Для фиксированной температуры T , $F(E)$ есть вероятность того, что доступное состояние с энергией E будет занято фермионом. $F(E)$ – убывающая функция E , т.е. высокоэнергетические состояния занимаются с меньшей вероятностью. Энергетический уровень E имеет вырождение g_E .

Ожидаемое число частиц, в суммарном состоянии с энергией E .

$$\bar{n} = g_E \cdot \frac{1}{e^{\frac{E - \mu}{kT}} + 1} \quad (83)$$

Для всех температур T , $\bar{n}(\mu) = 0,5$. Это означает, что состояния с энергией μ всегда будут иметь одинаковую вероятность быть заполненными или свободными. В пределе $T \rightarrow 0$, \bar{n} становится ступенчатой функцией. Все состояния с энергией меньше химического потенциала μ будут заняты с вероятностью 1. Состояния с энергией выше химического потенциала μ будут свободны. Химический потенциал при нулевой температуре – энергия Ферми, обозначается E_F , т.е. $E_F = \mu(T=0)$. Химический потенциал зависит от температуры. Однако, для систем, имеющих температуру ниже температуры Ферми, $T_F = E_F/k$, часто используется аппроксимация $\mu \approx E_F$.

Замечание. При абсолютном нуле, вероятность состояний с энергиями меньше энергии Ферми равна нулю и для состояний с энергиями, больше чем энергия Ферми тоже равна нулю. Все уровни ниже энергии Ферми трактуются как заполненные, но никакая частица не имеет энергию больше E_F . Это полностью совместимо с принципом запрета Паули, где на каждом квантовом состоянии может находиться одна, но только одна частица.

Вероятность, что частица будет иметь энергию E

При абсолютном нуле, фермионы будут заполнять все доступные энергетические состояния ниже уровня E_F одной (и только одной) частицей. Частицы подчиняются принципу запрета Паули. При высоких температурах происходит повышение уровней выше уровня Ферми

$$f(E) = \frac{1}{e^{(E - E_F)/kT} + 1}$$

Ферми-Дирак

При низких температурах энергетические состояния ниже энергии ферми имеют вероятность 1, вероятность состояний выше энергии Ферми равны нулю

Квантовая разннца, возникающая из-за того, что частицы неразличимы

Рис. 24. Функция, описывающая распределение частиц по энергиям в предположении реализации статистики Ферми-Дирака.

Теперь мы можем провести сравнение всех трёх рассмотренных в данной лекции распределений (Табл. 5).

Табл. 5. Три типа распределения частиц по энергиям.

Максвелла-Больцмана (классическое)	Бозе-Эйнштейна (квантовое)	Ферми-Дирака (квантовое)
$f(E) = \frac{1}{A * e^{-E/kT}}$	$f(E) = \frac{1}{A * e^{E/kT} - 1}$	$f(E) = \frac{1}{A * e^{E/kT} + 1}$
Идентичные, но различимые частицы	Идентичные неразличимые частицы с целым спином (бозоны)	Идентичные неразличимые частицы с полуцелым спином (фермионы)

Для более наглядного представления график соответствующих статистик, на Рис. проведено решение задачи распределения шести идентичных частиц по девяти энергетическим состояниям.

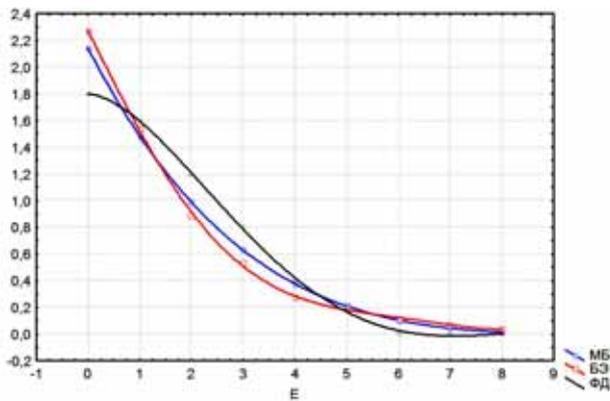


Рис. 25. Сравнение распределений Максвелла-Больцмана, Бозе-Эйнштейна и Ферми-Дирака.

Профессор
И.Н.Бекман

ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

Лекция 4. АТОМНОЕ ЯДРО

Развитие знаний и представлений об окружающем мире шло и идёт от открытия одного класса *многообразий структурных объектов* к другому, более сложному для восприятия на данном историческом этапе. От атомов неделимых - к атому в виде некоторой системы, структурными элементами которой являются электроны оболочки и центральное (неделимое) ядро.

В данной лекции мы рассмотрим свойства атомных ядер стабильных элементов. Нас будет интересовать основное состояние ядра. Возбужденными ядрами займёмся в следующей лекции.

1. АТОМНОЕ ЯДРО – общие сведения

Атомное ядро – положительно заряженная центральная часть атома, в которой сосредоточена практически вся масса атома.

Атом состоит из ядра и электронной оболочки. Размер атома определяется электронной оболочкой и равен $\approx 10^8$ см. Ядро – центральная массивная часть атома, расположено в центре атома и имеет размеры $\approx 10^{-13}$ - 10^{-12} см (1 – 10 фм (ферми)). Следовательно, размер ядра меньше атома в 10^4 – 10^5 раз.

Ядро атома состоит из нуклонов. Нуклон - ядерная частица, способная существовать в двух состояниях – протона или нейтрона. Термином нуклон ввели, когда выяснили, что ядерные силы у протонов и нейтронов одинаковы (без учета электромагнитных сил). Так как ядерные силы намного превышают электромагнитные, то замена протона на нейтрон внутри ядра практически не влияет на его общую энергию. Эта энергетическая симметрия протонов и нейтронов наглядно проявляется в подобии ядерных спектров так называемых «зеркальных» ядер, т.е. ядер, которые получаются путем замены нейтрона на протон и обратно. В ядре нет электронов.

Замечание. Различие между протоном и нейтроном можно провести только, если они находятся в свободном состоянии (в свободном состоянии нейтрон – нестабилен и подвергается распаду, как типичный радионуклид, нейтрон в ядре – стабилен; протон – стабилен всегда). Провести различие между протоном и нейтроном в ядре невозможно, так что ядро состоит из частиц одного вида - нуклонов. Однако, часто (например, когда говорят о заряде ядра) удобнее считать ядро состоящим из нейтронов и протонов (в том смысле, что столько-то нейтронов и столько-то протонов пошло на синтез конкретного ядра, и именно столько их получится, если ядро развалить; но вовсе не в том смысле, что они существуют в ядре, как самостоятельные сущности). Но, главное, нужно помнить: фраза: «Ядро состоит из нейтронов и протонов» абсолютно не верна! В ядре нет (и не может быть) ни нейтронов, ни протонов. Есть только нуклоны (Впрочем, такая же ситуация и в химии, ведь мы говорим: «Молекула воды состоит из кислорода и водорода» прекрасно понимая, что ни кислорода, ни водорода как таковых в ней нет).

Электрон – стабильная отрицательно заряженная частица со спином $1/2$, массой около $9 \cdot 10^{-28}$ г и магнитным моментом равным магнетону Бора; относится к лептонам и участвует в электромагнитном, слабом и гравитационном взаимодействиях.

Позитрон – античастица электрона. Относится к антивеществу, имеет электрический заряд $+1$, спин $1/2$, лептонный заряд -1 и массу, равную массе электрона. При аннигиляции позитрона с электроном их масса превращается в энергию в форме двух (и гораздо реже — трёх и более) гамма-квантов.

Нуклон (от лат. nucleous – ядро) – общее название протона и нейтрона, являющихся составными частями атомных ядер.

Протон (от греч. protos – первый) – стабильная элементарная частица с зарядом $+e$, со спином $1/2$, магнитным моментом $\mu = 2,79\mu_B$ и массой $1838,5$ электронных масс (10^{-24} г), относящаяся к группе барионов (класс андронов). Положительный заряд протона точно равен элементарному заряду $e = 1,6021773 \cdot 10^{-19}$ Кл, масса протона равна $m_p = 1,6726231 \cdot 10^{-27}$ кг = $1,00726470$ а.е.м. = $938,27231$ МэВ. Масса легкого изотопа атома водорода (протия). $m_{ам}(^1H^1) = 1,00814$ а.е.м. = $938,7$ МэВ = $1837m_e$, $m_p = 1,00759$ а.е.м. = $938,7$ МэВ = $1839m_e$.

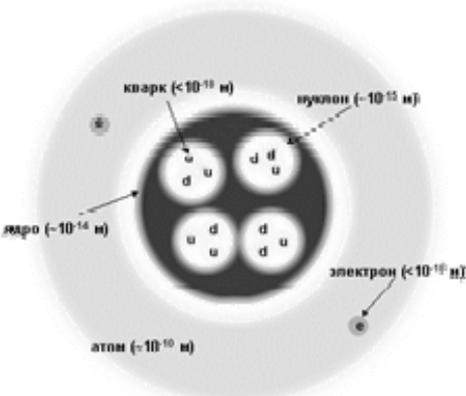


Рис. 1. Грубая схема строения атома и его ядра.

Нейтрон (от лат. neuter - ни тот ни другой), электрически нейтральная элементарная частица (нулевой заряд) со спином $1/2$, магнитным моментом $\mu = -1,91\mu_B$ и массой, превышающей массу протона на $2,5$ электронных масс;

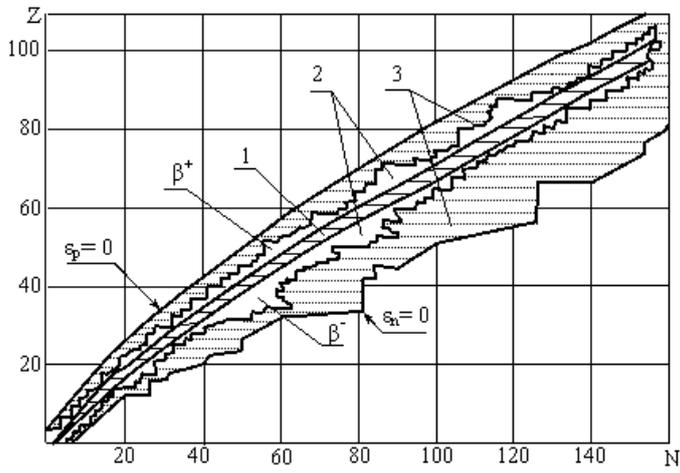


Рис. 3. Протонно-нейтронная диаграмма: 1 – дорожка β -стабильных ядер (265 ядер); 2 – область β -активных ядер (1700 ядер).

Из протонно-нейтронной диаграммы атомных ядер следует:

1. Известно 265 стабильных нуклидов, нестабильных нуклидов значительно больше, около 1700.

2. Известны нуклиды со всеми значениями Z от 0 (нейтрон) до 108. Для существующих в природе ядер Z меняется от 1 (водород) до 92 (уран). Остальные нуклиды получают искусственно. Не существует стабильных

нуклидов с $Z = 0, 43, 61$ и $Z > 84$.

3. Известны нуклиды с числом нуклонов A от 1 до 263 включительно. Не существует стабильных нуклидов при $A = 5, 8$ и при $A > 210$.

4. Область нейтронной диаграммы, где располагаются β -стабильные нуклиды (заштрихованная полоса 1 на **Рис. 3**), называется *дорожкой стабильности*. Легкие стабильные нуклиды (до $Z \leq 20$) содержат в составе ядра примерно равное число протонов и нейтронов. При увеличении A относительная доля нейтронов возрастает. Например, у легкого нуклида ${}^6_{12}\text{C}$ $N/Z = 1$; у среднего нуклида ${}^{56}_{26}\text{Fe}$ $N/Z = 1,15$; у тяжелого нуклида ${}^{238}_{92}$ $N/Z = 1,59$. Опережающий рост числа нейтрона при больших A вызван действием дальнедействующих кулоновских сил отталкивания протонов в ядре.

5. Большинство химических элементов имеет по несколько стабильных и β -активных нуклидов. Некоторые элементы имеют (**Рис. 2**) всего по одному стабильному нуклиду (${}^9\text{Be}$, ${}^{19}\text{F}$, ${}^{23}\text{Na}$), остальные - по 2 - 3 стабильных нуклидов. Олово (Sn) имеет десять стабильных нуклидов.

6. Выше дорожки стабильности располагаются β^+ -активные нуклиды, ниже – β^- -активные нуклиды.

7. Свойства ядер существенно зависят от чётности чисел Z и N . Наибольшее число стабильных нуклидов (155 из 265) имеют чётно-чётные ядра (Z – чётно, N – чётно), поровну стабильных нуклидов (по 53) с чётно-нечётным и нечётно-чётным количеством нуклонов в составе ядер. И имеется всего четыре стабильных нуклида (${}^2\text{H}$, ${}^6\text{Li}$, ${}^{10}\text{B}$ и ${}^{14}\text{N}$), имеющих нечётно-нечётный состав ядер.

Ядерные энергии намного выше атомных и требуют для своего описания больших единиц: 1 электрон вольт = 1 эВ = $1,6 \cdot 10^{-19}$ Дж; 1 МэВ = 10^6 эВ; 1 ГэВ = 10^9 эВ; 1 ТэВ = 10^{12} эВ. В то же время размены ядра очень малы и нуждаются в малых единицах: если атомные размеры имеют порядок ангстрем: $1 \text{ \AA} = 10^{-10}$ м, то ядерные размеры - порядок фемтометров, которые в ядерном контексте обычно называются ферми: $1 \text{ фм} = 10^{-15}$ м.

Атомные массы измеряются в терминах атомной единицы массы, где ядро углерода-12 имеет массу точно 12 а.е.м. В микромире обычным является выражение массы в энергетических единицах по формуле $E=mc^2$. Переход от массы к энергии проводят по соотношению:

$$1 \text{ а.е.м.} = 1,6605655 \cdot 10^{-27} \text{ кг} = 1,5 \cdot 10^{-3} \text{ эрг} = 1,5 \cdot 10^{-10} \text{ Дж} = 937,494 \text{ МэВ}.$$

Таким образом, одной атомной единице массы соответствует энергия 938 МэВ, а одной массе электрона – 0.511 МэВ.

2. ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЯДРА

2.1 Открытие ядра

Первая попытка создания модели атома принадлежит Дж.Томсону (1903). Он считал, что атом представляет собой электронейтральную систему шарообразной формы радиусом 10^{-10} м. Положительный заряд атома равномерно распределён по всему объему шара, а отрицательно заряженные электроны находятся внутри него (**Рис. 4**). Для объяснения линейчатых спектров испускания атомов Томсон пытался определить расположение электронов в атоме и рассчитать частоты их колебаний около положений равновесия. Однако эти попытки не увенчались успехом. Через несколько лет в опытах Э.Резерфорда было доказано, что модель Томсона неверна.



Рис. 4. Атом согласно модели Томсона. Электроны удерживаются внутри положительно заряженной сферы упругими силами. Те из них, которые находятся на поверхности, могут довольно легко «выбиваться», оставляя ионизованный атом.

Первые прямые эксперименты по исследованию внутренней структуры атомов были выполнены Э.Резерфордом и его сотрудниками Э.Марсденом и Х.Гейгером в 1909–1911 годах. Резерфорд предложил применить зондирование атома с помощью α -частиц, которые возникают при радиоактивном распаде радия и некоторых других элементов. Масса α -частиц примерно в 7300 раз больше массы электрона, а положительный заряд равен удвоенному элементарному заряду. В этих опытах использовались α -частицы с кинетической энергией 5 МэВ (Рис. 5). Эти частицы бомбардировали фольги из тяжелых металлов (золото, серебро, медь и др.). Электроны, входящие в состав атомов, вследствие малой массы не изменяют траекторию α -частицы. Рассеяние, то есть изменение направления движения α -частиц, может вызвать только тяжелая положительно заряженная часть атома.

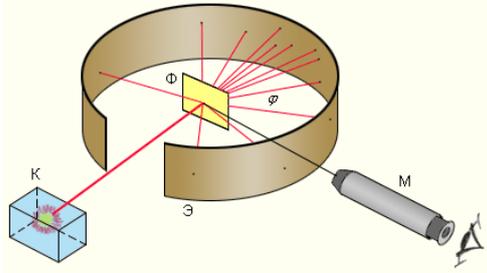


Рис. 5. Схема опыта Резерфорда по рассеянию α -частиц. К – свинцовый контейнер с радиоактивным веществом, Э – экран, покрытый сернистым цинком, Ф – золотая фольга, М – микроскоп.

От радиоактивного источника, заключенного в свинцовый контейнер, α -частицы направлялись на тонкую металлическую фольгу. Рассеянные частицы попадали на экран, покрытый слоем кристаллов сульфида цинка, способных светиться под ударами быстрых заряженных частиц. Сцинтилляции (вспышки) на экране наблюдались глазом с помощью микроскопа. Наблюдения рассеянных α -частиц в опыте Резерфорда можно было проводить под различными углами φ к первоначальному направлению пучка. Было обнаружено, что большинство α -частиц проходит через тонкий слой металла, практически не испытывая отклонения. Однако небольшая часть частиц отклоняется на значительные углы, превышающие 30° . Очень редкие α -частицы (приблизительно одна на десять тысяч) испытывали отклонение на углы, близкие к 180° .

Этот результат был неожиданным, т.к. находился в противоречии с моделью атома Томсона, согласно которой положительный заряд распределён по всему объёму атома. При таком распределении положительный заряд не может создать сильное электрическое поле, способное отбросить α -частицы назад. Электрическое поле однородного заряженного шара максимально на его поверхности и убывает до нуля по мере приближения к центру шара. Если бы радиус шара, в котором сосредоточен весь положительный заряд атома, уменьшился в n раз, то максимальная сила отталкивания, действующая на α -частицу по закону Кулона, возросла бы в n^2 раз.

Следовательно, при достаточно большом значении n α -частицы могли бы испытать рассеяние на большие углы вплоть до 180° . Эти соображения привели Резерфорда к выводу, что атом почти пустой, и весь его положительный заряд сосредоточен в малом объёме. Эту часть атома Резерфорд назвал атомным ядром. Так возникла ядерная модель атома. Рис. 6 иллюстрирует рассеяние α -частицы в атоме Томсона и в атоме Резерфорда.

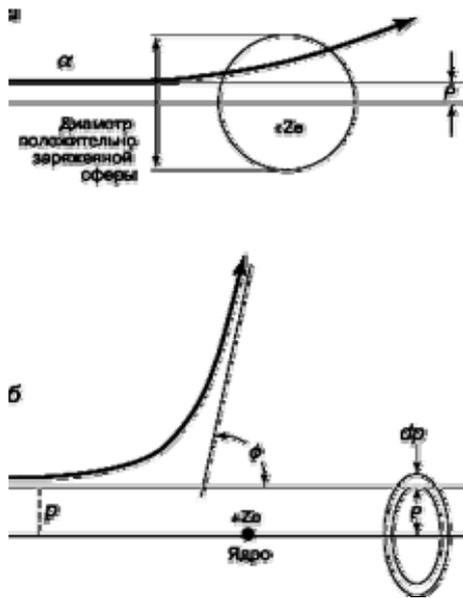


Рис. 6. Рассеяние α -частицы в атоме Томсона (а) и в атоме Резерфорда (б).

Таким образом, оказалось, что в центре атома находится плотное положительно заряженное ядро, диаметр которого не превышает 10^{-14} – 10^{-15} м. Это ядро занимает только 10^{-12} часть полного объёма атома, но содержит **весь** положительный заряд и не менее 99,95 % его массы. Вещество, составляющее ядро атома, имеет колоссальную плотность $\rho \approx 10^{15}$ г/см³. Заряд ядра должен быть равен суммарному заряду всех электронов, входящих в состав атома. Впоследствии удалось установить, что если заряд электрона принять за единицу, то заряд ядра в точности равен номеру данного элемента в таблице Менделеева.

2.2 Заряд атомного ядра

Величина положительного электрического заряда атомного ядра Z определяется количеством протонов в ядре (и, следовательно, количеством электронов в атомных оболочках), которое совпадает с порядковым номером элемента в Периодической таблице. Заряд равен $Z \cdot e$, где $e = 1,602 \times 10^{-19}$ Кл – абсолютная величина элементарного электрического заряда. Заряд определяет химические свойства всех изотопов данного элемента.

Заряд ядра был определен в 1913 Мозли, который измерил с помощью дифракции на кристаллах длину λ волны характеристического рентгеновского излучения для ряда химических элементов, следующих друг за другом в периодической системе элементов. Измерения показали, что λ изменяется дискретным образом от некоторой целой величины Z , которая совпадает с порядковым номером элемента и изменяется на единицу при переходе от элемента к соседнему элементу в периодической системе, а для водорода равна единице. Мозли интерпретировал эту величину как заряд ядра.

Закон Мозли, устанавливает простую связь между частотой характеристического рентгеновского излучения $\nu=1/\lambda$ и зарядом ядра Z :

$$\sqrt{\nu} = AZ - B \quad (1)$$

где для данной серии излучения постоянные A и B не зависят от элемента.

Закон Мозли определяет заряд ядер химического элемента косвенным образом. Непосредственно заряд ядра можно измерить в опытах по рассеянию α -частиц на фольгах.

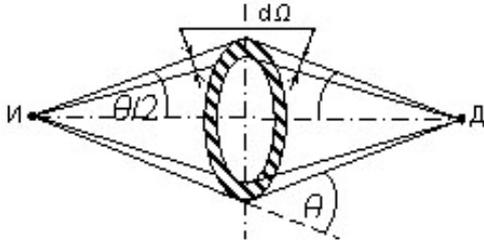


Рис. 7. Схема опыта Чедвика по прямому измерению заряда ядра.

Прямые опыты по измерению заряда ядер на основе закона Кулона были выполнены Чедвиком в 1920. В 1911 Резерфорд, используя закон Кулона, получил формулу

$$\frac{dN}{n} = n \left(\frac{Ze}{m_\alpha v^2} \right) \frac{d\Omega}{\sin^4(\theta/2)} \quad (2)$$

где N – количество α -частиц, падающих в единицу времени на рассеиватель; dN – количество рассеянных в единицу времени α -частиц в телесный угол $d\Omega$ под углом θ ; Ze и n – заряд ядер рассеивателя и их концентрация; v и m_α – скорость и масса α -частиц.

Формула Резерфорда позволила объяснить экспериментальные результаты по рассеянию α -частиц на тяжелых ядрах, что привело к открытию атомного ядра и созданию ядерной модели атома.

Схема опыта Чедвика приведена на Рис. 7. Рассеиватель в виде кольца (заштриховано на Рис. 7) размещался соосно и на равных расстояниях между источником И и детектором α -частиц Д. При измерении количества dN рассеянных α -частиц отверстие в кольце закрывалось экраном, который поглощал прямой пучок α -частиц из источника в детектор. Детектор регистрировал только α -частицы, рассеянные в телесный угол $d\Omega$ под углом θ к падающему пучку α -частиц. Затем кольцо перекрывалось экраном с отверстием, и измерялась плотность тока α -частиц в точке расположения детектора. По полученным данным, рассчитывали количество $N\alpha$ -частиц, падающих на кольцо в единицу времени. Таким образом, если известна энергия α -частиц, испускаемых источником, без труда определяется величина Z в формуле (2).

2.3 Масса атомного ядра

Атом можно рассматривать как шар, состоящий из расположенного в центре чрезвычайно малого ядра и электронной оболочки, подразделенной на слои. Для нейтрального атома число находящихся в атомном ядре протонов, которые являются носителями положительных зарядов, определяет заряд ядра или порядковый номер и равно числу электронов в оболочке. В ядре сосредоточено 99,97% массы атома.

Для измерения масс широко используется атомная единица массы (а.е.м.):

$$1 \text{ а.е.м.} = \frac{1}{12} M_{am} (^{12}\text{C}). \quad (3)$$

Эта единица удобна тем, что ее величина близка к массе нуклона.

$$1 \text{ а.е.м.} = 1,6605 \times 10^{-24} \text{ г.}$$

Связь между массой любого тела и его полной энергией дается формулой:

$$E = mc^2 \quad (4)$$

где $c = 2,998 \times 10^{10} \text{ см/с}$ – скорость света в вакууме, $m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}}$ – релятивистская масса, v – скорость движения тела,

m_0 – его масса покоя.

$$1 \text{ а.е.м.} = 1,492 \times 10^{-10} \text{ Дж,}$$

$$1 \text{ эВ} = 1,602 \times 10^{-19} \text{ Дж.}$$

$$1 \text{ а.е.м.} \approx 931,5 \text{ МэВ,}$$

$$\text{масса покоя протона } m_p = 1,0073 \text{ а.е.м.} = 1,6726 \times 10^{-24} \text{ з} = 938,2 \text{ МэВ,}$$

$$\text{масса покоя нейтрона } m_n = 1,0087 \text{ а.е.м.} = 1,6749 \times 10^{-24} \text{ з} = 939,5 \text{ МэВ,}$$

$$\text{масса покоя электрона } m_e = 5,4859 \times 10^{-4} \text{ а.е.м.} = 9,1096 \times 10^{-28} \text{ з} = 0,511 \text{ МэВ.}$$

Полезно запомнить, что $m_p/m_e = 1836$.

Масса ядра всегда меньше суммы масс составляющих его нуклонов.

В ядерной физике обычно пользуются не массами ядер, а массами атомов. Это вызвано тем, что невозможно измерить непосредственно массу ядер без связанных с ними электронов, за исключением легчайших. Масса нейтрального атома в пределах точности современных методов измерения масс равна сумме масс ядра и электронов, составляющих атом, хотя в принципе масса атома есть

$$M_{\text{ам}}(A, Z) = M(A, Z) + Zm_e + \frac{1}{c^2} \sum q_i \quad (5)$$

где $\sum q_i$ – энергия связи ядра и электронов, $\sum q_i \approx 13,6Z$ эВ. Таким образом, энергия связи электронов с ядром примерно в 10^7 раз меньше массы атома и практически не влияет на массу атома.

Массы атомов определяют с помощью приборов - *масс-спектрометров*.

За атомную массу элемента, состоящего из смеси изотопов, принимают среднее значение атомной массы изотопов с учетом их процентного содержания. Атомная масса меньше суммы масс составляющих атом частиц (протонов, нейтронов, электронов) на величину, обусловленную энергией их взаимодействия (**Дефект массы**).

В ядерных процессах обычного вида (без участия античастиц) число нуклонов сохраняется. Оно равно сумме массовых чисел взаимодействующих (или образующихся) ядер.

2.4 Размеры ядра и распределение плотности ядерной материи

Первые представления о размерах ядра были получены Резерфордом при экспериментальном изучении рассеяния α -частиц с энергией ~ 5 МэВ при прохождении через тонкую фольгу золота. Наблюдалось, что некоторое количество α -частиц рассеивается на очень большие углы θ , почти до 180° . На этом основании в 1911 Резерфорд пришел к выводу, что в центре атома (точка o на **Рис. 8**) имеется область положительного электрического заряда, связанная с большой массой, сконцентрированной в очень малом объеме (по сравнению с объемом атома).



Рис. 8. Рассеяние α -частицы на атомном ядре.

На основании закона Кулона для точечных зарядов можно вычислить наименьшее расстояние r_{min} , на которое может подойти к центру ядра α -частица, летящая точно по направлению к ядру (прицельный параметр $b = 0$). Для этого следует приравнять ее начальную кинетическую энергию к потенциальной энергии взаимодействия α -частицы с ядром в момент ее полной остановки (в точке поворота):

$$\frac{m_\alpha v^2}{2} = \frac{2Ze^2}{r_{\text{min}}} \quad (6)$$

Формула (6) верна в предположении неподвижного ядра, когда масса ядра $M(A, Z) \gg m_\alpha$ – массы α -частицы. Приняв кинетическую энергию α -частицы равной 5 МэВ и положив $Z = 79$ (золото), получим $r_{\text{min}} = 4,5 \cdot 10^{-12}$ см. Естественным было принять эту величину за верхнюю оценку радиуса ядра золота.

Уже первые эксперименты показали, что размеры заряженной части ядра – порядка 10^{-14} м, что намного меньше радиуса атома, 10^{-10} м (Например, радиус атома золота в 18000 раз больше радиуса его ядра). Радиус ядра пропорционален $A^{1/3}$ и, следовательно, плотность ядерного вещества почти постоянна. (Она колоссальна: $2,3 \cdot 10^{14}$ г/см³, для сравнения: плотность золота 19,32 г/см³). Кубик ядерной материи со стороной длиной 1 мм весит 200000 тонн. Это говорит об огромных силах, которые необходимы, для скрепления вещества такой плотности. Соответственно, любое изменение в ядре (через распад или реакции) может освободить большие количества энергии.

Пример. Зная радиус и массу ядра, оценим плотность ядерной материи. Плотность некоторого типичного ядра:

$$\rho = \frac{\text{масса}}{\text{объем}} \approx \frac{Am_i}{\frac{4}{3}\pi R^3}$$

где A – атомная масса, m – масса одного нуклона, u – а.е.м., R – радиус ядра. Здесь предполагается, что масса каждого нуклона примерно равна 1 а.е.м. и ядро имеет сферическую форму. Радиус стабильного ядра согласно эмпирической формуле $R=1,2 \cdot 10^{-13} A^{1/3}$ см. Тогда

$$\rho = \frac{(Au)(1.66 \cdot 10^{-24} \text{ гр/а.е.м.})}{\frac{4}{3}\pi(1,2 \cdot 10^{-13} A^{1/3} \text{ см})^3}$$

где мы использовали значение $1.66 \cdot 10^{-24}$ г для $1 u = 1$ а.е.м.

Наличие множителя A показывает, что все ядра имеют примерно одинаковую плотность. Это похоже на ситуацию с каплями жидкости разных размеров. Все молекулы в капле взаимодействуют друг с другом с одинаковыми коротко действующими силами, и общий размер капли увеличивается с числом молекул. Перейдя к удобным единицам, получим $\rho \approx 200000$ тонн/мм³.

Поскольку, что ядерная материя обладает однородной плотностью, то размер ядра можно оценить из массового номера.

Однако необходимо быть уверенным в том, что отбрасываемая в обратном направлении α -частица не проникает в область положительного заряда атома. Проверка этого предположения показала, что закон Кулона имеет место для $r_{min} > 3 \cdot 10^{-12}$ см. Подобные эксперименты, выполненные с α -частицами, имеющими энергию в десять и выше МэВ (получены на ускорителях), показали, что когда расстояние между взаимодействующими частицами уменьшается до 10^{-12} см, наблюдаются резкие отклонения от закона Кулона, а на расстояниях, меньших 10^{-12} см, обнаруживается действие быстро убывающих с расстоянием сил притяжения, которые перекрывают действие кулоновских сил отталкивания.

В дальнейшем размеры ядер определялись разными способами. Говоря о размерах ядра, нужно всегда иметь в виду, что это достаточно условная величина. Ядро, как квантовомеханическая система, не имеет определенной границы. Размеры ядер определяют рассеянием α -частиц, быстрых нейтронов или быстрых электронов на ядрах, по энергетическому спектру α -частиц и др. Наиболее точными считаются оценки размеров ядра по результатам рассеяния ядрами быстрых нейтронов и электронов. Все опыты подтвердили предположения о приблизительно сферической форме ядра, радиус которого определяется через массовое число A как

$$R=r_0 A^{1/3} \quad (7)$$

где $r_0 = (1,2 \div 1,4) \cdot 10^{-13}$ см.

В опытах по рассеянию быстрых нейтронов на ядрах определяется не радиус ядра, а несколько большее значение радиуса области ядерного взаимодействия, поэтому $r_0 = (1,3 \div 1,4) \cdot 10^{-13}$ см. Это значение соответствует радиусу действия ядерных сил; оно характеризует расстояние от центра ядра, на котором внешний нейтральный нуклон начинает впервые «ощущать» его воздействие.

При зондировании ядра быстрыми электронами определяется сфера радиуса R , в которой находятся протоны. Поэтому получают несколько меньшее значение $r_0 = (1,2 \div 1,3) \cdot 10^{-13}$ см. Высокая точность современных методов исследования с помощью рассеяния быстрых электронов с кинетической энергией $T_e > 500$ МэВ позволяет оценить не только размер области, занятой протонами, но и распределение плотности ρ , электрического заряда по ядру. Поскольку нет причин стабильному ядру иметь различное распределение плотности протонов и нейтронов, то полученные результаты для протонов представляют по существу распределение плотности $\rho_{\text{я}}$ ядерного вещества в ядре. Распределение ядерной материи по объёму (радиусу) ядра в центральной области равномерно, но падает в приграничных областях. Функция $\rho(r)$ подчиняется распределению Ферми

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + \exp\left[\frac{r - R_0}{a}\right]} \quad (8)$$

где ρ_0 - плотность ядерной материи в центре ядра, $R_0 = 1,08 \cdot 10^{-13} \cdot A^{1/3}$ см – радиус ядра, r - расстояние, на котором плотность ядерной материи спадает в два раза, $a \approx 0,55 \cdot 10^{-13}$ см - параметр диффузности (скорость убывания плотности ядерного вещества).

Спад плотности ядерного вещества от $0,9\rho_0$ до $0,1\rho_0$ для всех ядер происходит на одинаковых расстояниях $d = 4,4\delta = 2,4 \cdot 10^{-13}$ см. Поэтому у лёгких ядер отсутствует область, где плотность ядерного вещества примерно постоянна.

Ядро не является твёрдой сферой. В центральной области ядра плотность постоянна, но у периферии падает до нуля. Положения центра масс и центра заряда ядра отличаются примерно на 0,1 фм. Так как тяжёлые ядра имеют примерно на 50% больше нейтронов, чем протонов, то массовый радиус больше зарядового. Менее плотный приповерхностный слой ядра имеет иной состав, чем основная материя. Можно

ожидать, что протоны вытесняются наружу протонным отталкиванием, а нейтроны смещаются во внутреннюю область ядра.

Плотность ядерной материи в центре ядра ρ_0 приблизительно одинакова у всех ядер и составляет ~ 0.17 нукл./фм³ (Рис. 9). Толщина поверхностного слоя у всех ядер тоже примерно одинакова и равна 2.4 фм.

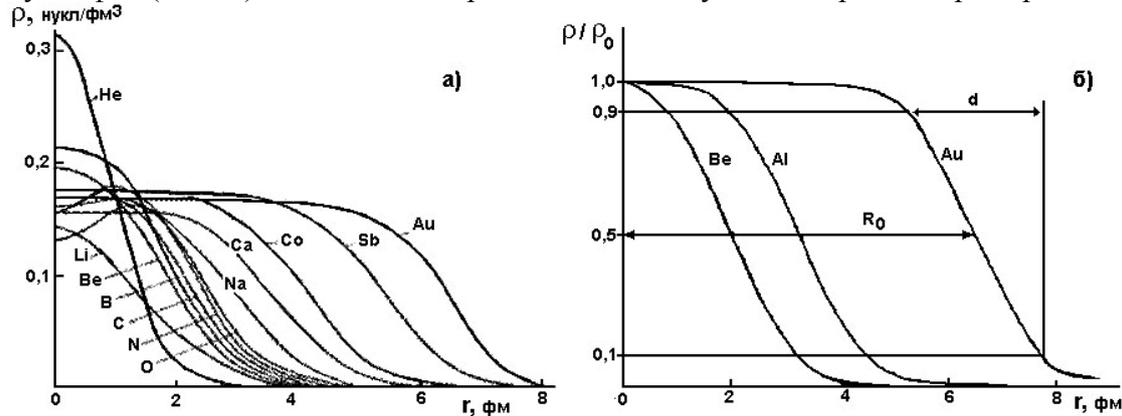


Рис. 9. Плотность распределения ядерной материи в ядрах различных элементов: а) исходный масштаб, б) Нормировка на типичную плотность.

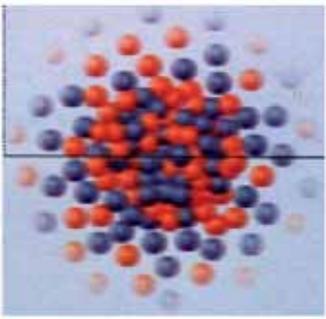


Рис. 10. Схема распределения нуклонов по объёму ядра.

Атомные ядра вблизи долины стабильности (см. далее) представляют собой довольно компактные объекты. Их радиусы меняются от 2-3 фм для самых легких ядер до 7-8 фм для самых тяжелых. Однако для ядер, удаленных от долины стабильности, ситуация иная. Для некоторых ядер, перегруженных нейтронами (протонами), наблюдается так называемый нейтронный (протонный) слой - область вблизи поверхности ядра, в которой с учётом фактора нормировки N/Z $\rho_n > \rho_p$ ($\rho_p > \rho_n$).

В легких ядрах с большим отношением N/Z было открыто нейтронное гало. Оно наблюдается в ядрах, у которых энергия связи нейтрона $B_n < 1.5$ МэВ. В гало-ядрах наряду с приповерхностным слоем (кором), для которого плотность распределения протонов и нейтронов совпадают, существует довольно большая область на периферии ядра, в которой плотность распределения нейтронов ρ_n существенно больше плотности распределения протонов ρ_p ($\rho_n \gg \rho_p$). Обнаружены также ядра, имеющие протонное гало.

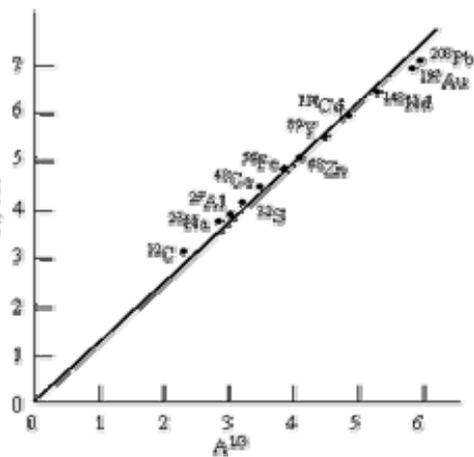


Рис.11. Радиусы ядер, полученные в экспериментах по рассеянию электронов.

Нейтронное облако, окружающее кор (внешнюю оболочку) ядра, простирается на гораздо большие расстояния, чем радиус ядра, определяемый соотношением $R=1.3A^{1/3}$. Так для гало-ядра ¹¹Li пространственное распределение двух нейтронов, образующих ядерное гало вокруг кора ⁹Li, простирается столь далеко, что радиус ядра ¹¹Li оказывается сравним с радиусом ядра ²⁰⁸Pb.

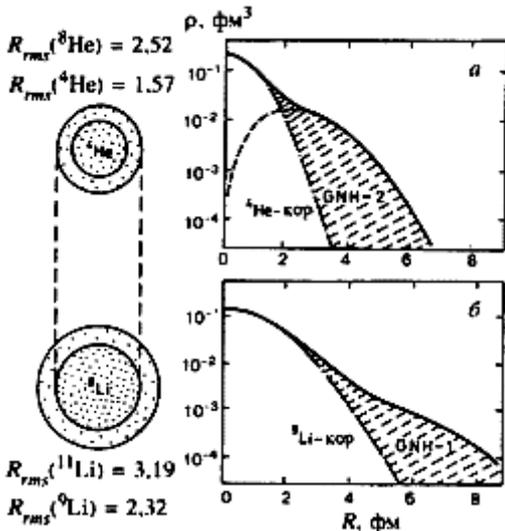
Рис. 12. Распределение нейтронной плотности в гало-ядрах

2.5 Спин и магнитный момент ядра

Как и составляющие его нуклоны, ядро имеет собственные моменты: спин, магнитный момент и электрический квадрупольный момент.

Представление о спине и магнитном моменте ядра было введено для объяснения сверхтонкой структуры спектральных линий.

Спин (англ. *Spin*, букв. – вращение), собственный момент количества движения микрочастицы, имеющий квантовую природу и не связанный с



движением частицы как целого; измеряется в единицах постоянной планка \hbar и может быть целым (0, 1, 2,...) или полуцелым (1/2, 3/2,...).

Ядро, как пространственно ограниченная и связанная система взаимодействующих между собой нуклонов, может рассматриваться в целом как одна микрочастица. Поскольку нуклоны обладают собственным механическим моментом, или спином, равным $\hbar/2$, то и ядра должны иметь механические моменты. Кроме того, нуклоны совершают движение относительно друг друга (орбитальное движение относительно центра движения ядра), которое также характеризуется определённым моментом количества движения каждого нуклона. Орбитальные моменты принимают только целочисленные значения \hbar (постоянная Дирака). По этим причинам ядра должны иметь *собственный* механический момент или спин. Все механические моменты нуклонов, как спины, так и орбитальные, суммируются алгебраически и составляют спин ядра.

Несмотря на то, что число нуклонов в ядре может быть очень велико, спины ядер обычно невелики и составляют не более нескольких \hbar , что объясняется особенностью взаимодействия одноимённых нуклонов. Все парные протоны и нейтроны взаимодействуют только так, что их спины взаимно компенсируются, то есть пары всегда взаимодействуют с антипараллельными спинами. Суммарный орбитальный момент пары также всегда равен нулю. В результате ядра, состоящие из чётного числа протонов и чётного числа нейтронов, не имеют механического момента. Отличные от нуля спины существуют только у ядер, имеющих в своём составе непарные нуклоны, спин такого нуклона суммируется с его же орбитальным моментом и имеет какое-либо полуцелое значение: 1/2, 3/2, 5/2. Ядра нечётно-нечётного состава имеют целочисленные спины: 1, 2, 3 и т. д. (У протона и нейтрона спин одинаков и равен 1/2, поэтому все ядра с чётным A имеют целый спин, а ядра с нечётным A – полуцелый спин).

Два нейтрона с одинаковой энергией и одинаковыми (нулевыми) значениями орбитального момента должны иметь разные значения проекции спина на выделенную ось, т.е. +1/2 и -1/2. Сумма спинов нейтронов в этом случае равна 0. Эта же ситуация реализуется для двух протонов. Поэтому суммарный момент такой четверки нуклонов - т.е. ядра ${}^4\text{He}$ - равен 0.

Спин ядра \vec{I} есть векторная сумма полных моментов \vec{J}_k отдельных нуклонов, каждый из которых складывается из орбитального момента \vec{l}_k и спина нуклона \vec{s}_k , так что

$$\vec{I} = \sum_{k=1}^A \vec{J}_k; \quad \vec{J}_k = \vec{l}_k + \vec{s}_k. \quad (9)$$

Возможна другая схема сложения моментов отдельных нуклонов, когда сначала по отдельности суммируются векторы спинов и векторы орбитальных моментов всех нуклонов, затем полученные два вектора складываются. Однако, поскольку ядерные силы не центральны и в ядре существует спин-орбитальное взаимодействие, то по этой причине в теории ядра используют первую схему.

Естественной единицей измерения момента импульса в квантовой механике служит постоянная Планка $\hbar = 1,0546 \cdot 10^{-34} \text{ Дж}\cdot\text{с}$, имеющая размерность момента импульса.

Вектор момента любых микрочастиц, как, впрочем, и спина ядра, обладает своеобразными свойствами.

Абсолютная величина вектора момента любой изолированной физической величины может принимать только дискретные значения:

$$|\vec{I}| = \hbar \sqrt{I(I+1)} \quad (10)$$

где I – либо целое, либо полуцелое положительное число:

$$I = 0, 1/2, 1, 3/2, \dots \quad (11)$$

Число I называют обычно величиной момента или квантовым числом момента. Следует особо отметить различие между модулем вектора \vec{I} и квантовым числом I , так как последнее является одним из чисел (11), используемых в формуле (10) для нахождения модуля вектора \vec{I} . Когда говорят: «момент 1/2», то имеют в виду именно это квантовое число в формуле (10). В формуле (9) квантовое число l_k для орбитального момента всегда *целое* число, $l_k = 0, 1, 2, \dots$, а нуклоны (и электрон тоже) имеют квантовое число спина $s = 1/2$ (спин равен 1/2).

Мгновенное значение вектора любого механического момента не имеет смысла по той же причине, по которой в квантовой механике не имеет смысла мгновенное значение вектора импульса. Строго фиксированное значение может иметь только абсолютная величина вектора момента (10) и одна из его пространственных проекций, обычно называемой проекцией на ось Z , которая обозначается как I_z . Проекция момента I_z может принимать случайным образом одно из $(2I + 1)$ значений, уменьшающихся на единицу:

$$I_z = I\hbar, (I-1)\hbar, \dots, -I\hbar. \quad (12)$$

Реализация любой возможной проекции из набора (12) оказывается *равновероятной*.

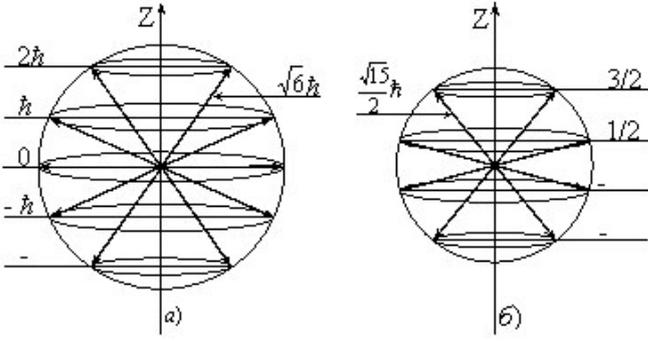


Рис. 13. Пространственная модель вектора механического момента.

Число возможных проекций на ось Z четно, если I – полуцелое число, и нечетно, если I – целое число. Знак плюс или минус в (11) означает ориентацию вектора момента на выбранное направление оси Z в пространстве. Однако величины проекций I_x и I_y не имеют определенных значений и флуктуируют относительно нулевого среднего значения. Учитывая, что

$$\vec{I}^2 = I_x^2 + I_y^2 + I_z^2 \quad (13)$$

имеем

$$I_x^2 + I_y^2 = \vec{I}^2 - I_z^2 = I \quad (14)$$

Таким образом, квадраты проекций вектора момента на оси X и Y не равны нулю. По этой причине проекция момента I_z всегда меньше абсолютной величины вектора механического момента. Максимальное значение $(I_z^2)_{\max} = (I\hbar)^2$, тогда

$$\vec{I}^2 = \hbar^2 I(I+1) = (I\hbar)^2 + I\hbar^2 \quad (15)$$

Все перечисленные выше свойства вектора механического момента обычно демонстрируют с помощью квазиклассической модели, которая находится в определенном согласии со свойствами квантовомеханического вектора момента. Вектор момента прецессирует относительно оси Z с некоторой угловой скоростью и может ориентироваться вдоль или против направления оси Z только таким образом, чтобы его проекция на ось Z была равна одному из значений от $+I\hbar$ до $-I\hbar$ через единицу. Этот вектор никогда не может ориентироваться точно по направлению оси Z , поскольку его модуль, как отмечено выше, не равен $I\hbar$. Поэтому, помимо его модуля, сохраняющейся во времени величиной является только одна проекция вектора – проекция на ось Z . Полное число проекций I_z вектора момента равно $(2I+1)$.

Модуль вектора момента \vec{I}_3 сложной системы, составленной из двух взаимодействующих систем с моментами \vec{I}_1 и \vec{I}_2 , вычисляется из выражения

$$\vec{I}_3^2 = (\vec{I}_1 + \vec{I}_2)^2 = I_3(I_3+1)\hbar^2 \quad (16)$$

обычным образом через свои квантовые числа I_3 . Сложение векторов \vec{I}_1 и \vec{I}_2 есть сложение их проекций как алгебраических чисел. Для получения возможных проекций вектора \vec{I}_3 каждая из проекций вектора \vec{I}_1 складывается с одной из соответствующих проекций вектора \vec{I}_2 . Таких проекций оказывается всего $(2I_1+1)(2I_2+1)$, которые будут образовывать $(2I_m+1)$ векторов \vec{I}_3 , $I_m = \min\{I_1, I_2\}$, со следующими значениями квантовых чисел:

$$I_3 = I_1 + I_2, I_1 + I_2 - 1, \dots, |I_1 - I_2|. \quad (17)$$

Соотношение (17) называется правилом сложения моментов в квантовой механике.

Поскольку каждое значение проекции из $(2I_1+1)(2I_2+1)$ возможных реализуется с равной вероятностью, то относительная вероятность образования состояния со спином I' из возможного набора значений (17) составит

$$g = \frac{2I'+1}{(2I_1+1)(2I_2+1)} \quad (18)$$

т.е. равна отношению числа возможных проекций вектора \vec{I}' к полному числу проекций возможных значений вектора \vec{I}_3 . Величина g называется *статистическим фактором* или *статистическим весом*.

Любая векторная величина \vec{A} , характеризующая физические свойства микрочастицы, пропорциональна вектору момента \vec{I} :

$$\vec{A} = a\vec{I} \quad (19)$$

где a – константа, полностью характеризующая вектор.

В отношении спинов различных ядер наблюдаются следующие опытные закономерности:

- а) Для ядер с четными A спины всегда целые, а при нечетном A – всегда полуцелые.
- б) Чётно-чётные ядра (A – чётное) в основном состоянии имеют спин равный нулю. Этот факт дает основания считать, что одноименные нуклоны объединяются в пары (эффект спаривания) с противоположно направленными спинами, так что суммарный момент импульса оказывается равным нулю.
- в) Нёчетно-нёчетные ядра (A - чётное) имеют целочисленный спин. Это указывает на то, что разноименные нуклоны объединяются в пары с одинаковым направлением спинов, создавая единичный момент.
- г) Ядра с нёчетным A имеют полуцелый спин в пределах от $1/2$ до $9/2$, что свидетельствует о том, что спины и орбитальные моменты большинства нуклонов компенсируются и не участвуют в создании спина ядра

Магнитный момент – основная физическая величина, характеризующая магнитные свойства вещества. Магнитными моментами обладают элементарные частицы, атомные ядра, электронные оболочки атомов и молекул. Магнитные моменты отдельных элементарных частиц (электронов, протонов, нейтронов) обусловлено существованием у них спина. Магнитные моменты ядер складываются из спиновых магнитных моментов протонов и нейтронов, образующих эти ядра, а также из магнитных моментов, связанных с их орбитальным движением внутри ядра по тем же правилам, по которым вычисляется спин ядра.

Магнитный момент - векторная величина, характеризующая вещество как источник магнитного поля. Макроскопический магнитный момент создают замкнутые электрические токи и упорядоченно ориентированные магнитные моменты атомных частиц (например, у электронов в атомах) и спиновые, связанные со спином частицы. Магнитный момент тела определяется векторной суммой частиц, из которых тело состоит.

Магнитный дипольный момент частицы является оператором в пространстве волновых функций частиц и связан с операторами орбитального и спинового моментов. Значение магнитного дипольного момента электрона, протона и нейтрона в системах координат, связанных с каждой из частиц, в магнетонах равно половине гиромагнитного отношения g_s .

В соответствии с (19) магнитный момент ядра равен

$$\vec{\mu} = g\vec{I} \quad (20)$$

где g – гиромагнитный множитель (отношение), равный отношению величины магнитного момента к величине механического:

$$g = \frac{|\vec{\mu}|}{|\vec{I}|} = \frac{e}{2m_p c} \mu \quad (21)$$

В (21) приняты следующие обозначения: e – элементарный электрический заряд; m_p – масса протона; c – скорость света в вакууме; μ – безразмерное число.

Таким образом, значение магнитного момента ядра (в ядерных магнетонах) пропорционально значению спина ядра. Проекция магнитного момента $\vec{\mu}$ на ось Z , которая совпадает с направлением внешнего магнитного поля, равна:

$$\mu_H = g\hbar I_H = \frac{e\hbar}{2m_p c} \mu I = \mu_B \mu I, \quad (22)$$

где величина

$$\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_p c} = 5,0508343 \cdot 10^{-27} \text{ Дж} \cdot \text{Тл}^{-1} \quad (23)$$

называется *ядерным магнетоном Бора*. Ядерный магнетон Бора в $m_p/m_e=1836$ раз меньше *электронного магнетона Бора*, используемого в атомной физике.

Магнитный момент ядра равен целому кратному ядерного магнетона Бора.

Тёсла (русское обозначение: **Тл**; международное обозначение: **T**) - единица измерения индукции магнитного поля в СИ, численно равная индукции такого однородного магнитного поля, в котором на 1 метр длины прямого проводника, перпендикулярного вектору магнитной индукции, с током силой 1 ампер действует сила 1 ньютон.

Магнетон Бора является такой же универсальной единицей измерения магнитных моментов ядер, какой служит элементарный электрический заряд e для измерения заряда тел, или постоянная планка \hbar для измерения механических моментов. Точно так же безразмерное число μ служит для измерения магнитных моментов ядер в единицах ядерных магнетонов Бора μ_B , подобно атомному номеру Z при измерении заряда ядер в единицах e , или квантовым числам при измерении механических моментов в единицах постоянной Планка \hbar .

Магнитный момент нейтрона $\mu_n = -1,91\mu_B$ (направлен противоположно спину), протона $+2,79\mu_B$ (момент направлен по спину). Отличие магнитного момента протона от одного ядерного магнетона является удивительным результатом. Еще более удивительным представляется существование магнитного момента у

не имеющего заряда нейтрона. Эти факты до сих пор не объяснены: они указывают на сложную структуру нуклонов.

Рассмотрим квантовое число спина.

1. $J_e > I$. По правилу сложения моментов, квантовое число полного момента F может принимать $(2I + 1)$ значений, чем и будет определяться число линий сверхтонкого расщепления. Подсчитав это число и приравняв его числу $(2I + 1)$ непосредственно находим спин ядра (квантовое число спина).

2. $I > J_e$. В этом случае, если линий сверхтонкого расщепления больше двух, применяют правило интервалов. Находим величину интервала ΔU_{12} , т.е. разность значений энергии U_1 и U_2 , которые определяются для двух соседних значений F и $F-1$ при фиксированных величинах J_e и I :

$$\Delta U_{12} = \frac{ga\hbar^2}{2} F, \quad (24)$$

а затем величину интервала ΔU_{23} , отвечающую двум соседним значениям $F-1$ и $F-2$:

$$\Delta U_{23} = \frac{ga\hbar^2}{2} (F - 1) \quad (25)$$

Отношение соседних интервалов ΔU_{12} и ΔU_{23}

$$\frac{\Delta U_{12}}{\Delta U_{23}} = \frac{F}{F - 1} = \frac{I + J_e}{I + J_e + 1} \quad (26)$$

По измеренному отношению $\Delta U_1/\Delta U_2$ и J_e , определяется квантовое число I спина ядра. Если компонент сверхтонкой структуры всего две и правило интервалов применить нельзя (интервал всего один), то спин ядра можно оценить по отношению интенсивностей компонент, каждая из которых определяется своим статистическим весом. Спин ядра можно также определить по расщеплению спектральных линий (эффект Зеемана) в магнитном поле, создаваемым внешним макроскопическим током, например, катушкой с током.

Особенно точным методом определения магнитных моментов ядер является метод ядерного магнитного резонанса (*ЯМР*).

Табл.1. Спины и магнитные моменты некоторых ядер

Ядро	Спин I в \hbar	μ в μ_B	Ядро	Спин I в \hbar	μ в μ_B
n	$1/2$	-1,91	${}_6\text{C}^{12}$	0	0
p	$1/2$	+2,79	${}_6\text{C}^{13}$	$1/2$	+0,7
${}_1\text{H}^2$	1	0,86	${}_7\text{N}^{14}$	1	+0,4
${}_1\text{H}^3$	$1/2$	+3	${}_7\text{N}^{15}$	$1/2$	-0,28
${}_2\text{He}^3$	$1/2$	-2,1	${}_8\text{O}^{16}$	0	0
${}_2\text{He}^4$	0	0	${}_8\text{O}^{17}$	$5/2$	-1,0
${}_3\text{Li}^6$	1	+0,8	${}_{49}\text{In}^{115}$	$9/2$	+5,5
${}_3\text{Li}^7$	$3/2$	+3,2	${}_{83}\text{Bi}^{209}$	$9/2$	+4
${}_4\text{Be}^9$	$3/2$	-1,2	${}_{82}\text{Pb}^{208}$	0	0
${}_5\text{B}^{10}$	3	+1,8	${}_{92}\text{U}^{235}$	$7/2$	-0,35
			${}_{94}\text{Pu}^{239}$	$1/2$	+0,2

В Табл. 1. приведены спины I и приближенные значения магнитных моментов μ для нуклонов и некоторых легких, средних и тяжелых ядер. Знак минус у магнитного момента указывает на то, что он направлен противоположно спину. Ядра, имеющие нулевой спин, обладают нулевым магнитным моментом.

Измерения спинов стали возможными благодаря наличию непосредственно связанных с ними магнитных моментов. Они измеряются в магнетонах и у различных ядер равны от -2 до $+5$ ядерных магнетонов. Из-за относительно большой массы нуклонов магнитные моменты ядер очень малы по сравнению с магнитными моментами электронов, поэтому их измерение гораздо сложнее. Магнитный момент чётно-чётных пар, как и спин, равен нулю. Магнитные моменты ядер с непарными нуклонами образуются собственными моментами этих нуклонов и моментом, связанным с орбитальным движением непарного протона

Нейтроны и протоны в ядре располагаются таким образом, что их спины и магнитные моменты взаимно компенсируются (в чётно-чётных ядрах наблюдается полная компенсация). Максимальный спин ядра не превышает нескольких единиц, т.е. он гораздо меньше $A/2$, чему он должен был бы равняться, если бы спины всех нуклонов складывались. Также обстоит дело и с магнитными моментами. (Тот факт, что магнитный момент ядер не превышает несколько ядерных магнетонов, служит свидетельством против протонно-электронной модели ядра. Если бы в состав ядра входили электроны, то магнитные моменты ядер

были бы по порядку величины близки к электронному магнетону Бора, т.е. были бы примерно в 1000 раз больше).

При вычислении спина и магнитного момента ядра надо учитывать не только спины и магнитные моменты нуклонов, но и дополнительные механические и магнитные моменты, обусловленные их орбитальным движением в ядре.

Одним из методов измерения величины ядерного спина и магнитного момента ядра является исследование сверхтонкого расщепления линий атома.

2.6 Энергия связи и устойчивость ядер

Ядро представляет систему связанных между собой нуклонов. Возникновение связанного состояния возможно только под действием ядерных сил притяжения, удерживающих нуклоны в ограниченном объеме. Устойчивость связанного состояния обеспечивается тем, что ядро как система из взаимодействующих между собой нуклонов должна иметь минимум полной энергии. Полная энергия E_1 системы из A нуклонов до объединения в ядро, т.е. находящихся между собой на таких расстояниях, когда действием сил между ними можно пренебречь, будет равна (массы выражены в единицах энергии)

$$E_1 = \sum_{i=1}^A m_i \quad (27)$$

где m_i – массы нуклонов, из которых образовано ядро.

После объединения нуклонов в ядро массой M полная энергия составит

$$E_2 = M, \quad (28)$$

а изменение энергии системы будет равно

$$\Delta E = E_2 - E_1 = M - \sum_{i=1}^A m_i. \quad (29)$$

Работа сил притяжения вызывает переход системы в состояние с меньшей энергией, поэтому величина $\Delta E < 0$ будет равна той энергии, которая выделяется при образовании ядра и передается в окружающее пространство. Наоборот, чтобы разрушить ядро и удалить нуклоны на такие расстояния, где их можно считать свободными, потребуется затратить энергию $|\Delta E|$.

Полная энергия связи ядра

$$\Delta W = |\Delta E| = \sum_{i=1}^A m_i - M = [Zm_p + (A-Z)m_n - M_{\text{яд}}(A, Z)]c^2 \quad (30)$$

Для устойчивого ядра полная энергия связи положительна и равна той энергии, которую надо затратить, чтобы разделить ядро на все составляющие его нуклоны. Если $\Delta W > 0$ то ядро устойчиво, если $\Delta W < 0$ и нуклоны ядра будут разлетаться подобно свободным частицам. Масса ядра и его устойчивость определяются тем, насколько величина энергии притяжения между нуклонами превышает суммарную кинетическую энергию движения нуклонов в ядре.

Экспериментально полученные массы всегда меньше значений, вычисленных как сумма масс частиц, составляющих ядро. Эта разность масс (**дефект массы**) равна:

$$\Delta m = Zm_p + Nm_n + Zm_e - m = Zm_H + Nm_n - m \quad (31)$$

и, эквивалентна **энергии связи** $\Delta W = \Delta mc^2$.

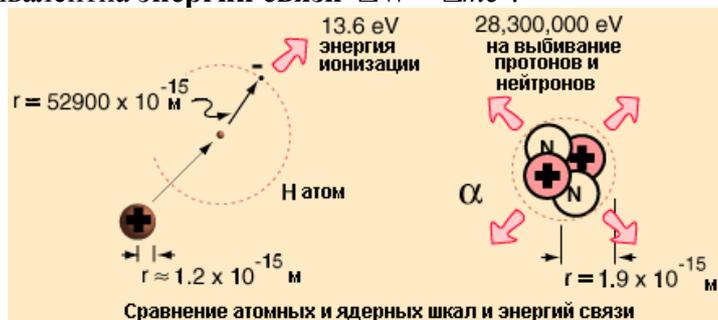


Рис. 14. Энергии связи в атоме и ядре.

Энергия связи - разность между энергией связанной системы частиц и суммарной энергией этих частиц в свободном состоянии. Для устойчивых систем энергия связи отрицательна и тем больше по абсолютной величине, чем прочнее система. Энергия связи с обратным знаком равна минимальной работе, которую нужно затратить, чтобы разделить систему на ее элементарные составные части.

Дефект массы - разность ΔM между массой M системы взаимодействующих тел (частиц) и суммой их масс $\sum m$ в свободном состоянии. Определяется полной энергией их взаимодействия, т.е. энергией их связи $E_{св}$: $\Delta M = E_{св}/c^2$. Знание дефекта массы позволяет определить величину энергии, выделяющейся в ядерных реакциях. Точные значения масс атомных ядер (в том числе протона) определяются с помощью масс-спектрометров – приборов, в которых используются фокусирующие свойства электрического и магнитного полей по отношению к движению заряженных частиц. Точное значение массы нейтрона получено из рассмотрения ядерных реакций, протекающих с участием нейтронов.

Энергия связи (и масса) ядра с данными A и Z может быть вычислена при помощи полуэмпирической формулы Вейцеккера:

$$\Delta W(A, Z) = \alpha A - \beta A^{2/3} - \gamma \frac{Z^2}{A^{1/3}} - \varepsilon \frac{\left(\frac{A}{2} - Z\right)^2}{A} + \delta \quad (32)$$

($\alpha, \beta, \gamma, \varepsilon, \delta$ - коэффициенты), которая следует из капельной модели атомного ядра. В основе капельной модели ядра лежит представление о ядре, как о сферической капле заряженной несжимаемой ядерной жидкости (Следствия жидкокапельной модели ядра, и физический смысл входящих в неё коэффициентов мы подробно рассмотрим в следующей лекции).

Эта энергия расходуется на взаимосвязь нуклонов в атомном ядре, поэтому ее называют энергией связи. Эта энергия является той энергией, которую необходимо затратить, чтобы разделить атомное ядро на составляющие нуклоны. Если энергию связи атома разделим на число нуклонов, то получим среднее значение энергии связи на один нуклон $\bar{\varepsilon} = \frac{\Delta W}{A}$.

Пример 1: Для ${}^4\text{He}$: $\Delta W = 2m_H + 2m_n - m_{\text{He}} = (2 \cdot 1,007825 + 2 \cdot 1,008665 - 4,002604) \text{ а.е.м.} = 0,030376 \text{ а.е.м.} = 28,30 \text{ МэВ}$. Энергия связи на один нуклон для ${}^4\text{He}$ составляет $7,1 \text{ МэВ}$.

Пример 2: Рассчитаем энергию связи нуклонов в ядре ${}^{12}\text{C}$

$$\Delta W = [6 \cdot 1,007825 + 6 \cdot 1,008665 - 12,000000] \cdot 931,5 \text{ МэВ} = 92,16 \text{ МэВ}$$

Удельная энергия связи, т.е. энергия связи на один нуклон для ядра ${}^{12}\text{C}$ составляет $\varepsilon = E_{св}/A = 92,16 \text{ МэВ}/12 = 7,68 \text{ МэВ}$.

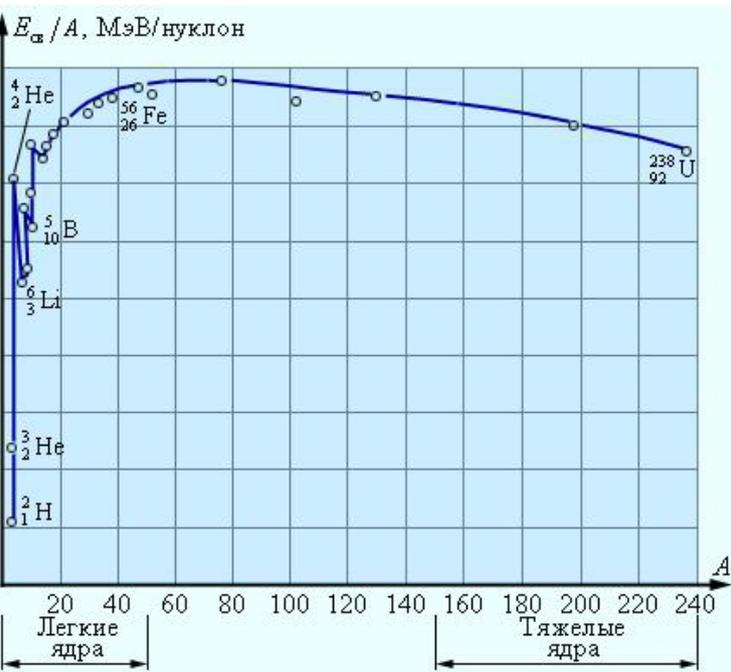


Рис.15. Зависимость средней энергии связи в расчете на один нуклон от массового числа.

Изменение массы покоя ядер (дефект массы), сопровождающее ядерное превращение может достигать 0,1%, тогда как перестройка внешних электронных оболочек, происходящая при химических превращениях, сопровождается изменением массы покоя атомов и молекул не более, чем на $10^{-7}\%$.

Анализ хода кривой $\bar{\varepsilon}(A)$ позволяет установить некоторые характеристики взаимодействия между нуклонами в ядре.

Удельная энергия связи $\bar{\varepsilon}$ быстро возрастает при малых A , и уже для ядер с $A > 12$ имеет примерно постоянное значение, близкое к 8 МэВ/нуклон , т.е. $\Delta W \approx \bar{\varepsilon}A$. Приближенная независимость $\bar{\varepsilon}$ от A

свидетельствует о свойстве *насыщения ядерных сил*, которое выражается в том, что каждый нуклон в ядре может взаимодействовать только с ограниченным числом (очевидно соседних) нуклонов и с ростом числа возможных партнеров по взаимодействию перестает «замечать» остальных. Другими словами, у каждого нуклона имеется ограниченное число возможных связей. Свойство насыщения тесно связано с *короткодействием ядерных сил*, и указывают на то, что ядерные силы имеют радиус действия порядка среднего расстояния между нуклонами в ядре. Если бы насыщения не было, то каждый из A нуклонов в ядре мог бы взаимодействовать со всеми остальными нуклонами (как это имеет место для кулоновского или гравитационного взаимодействия), и вместо линейной зависимости $\Delta W \approx \bar{\varepsilon}A$, была бы зависимость $\Delta W \approx A(A-1) \approx A^2$, так как каждый их нуклонов в этом случае мог бы взаимодействовать со всеми

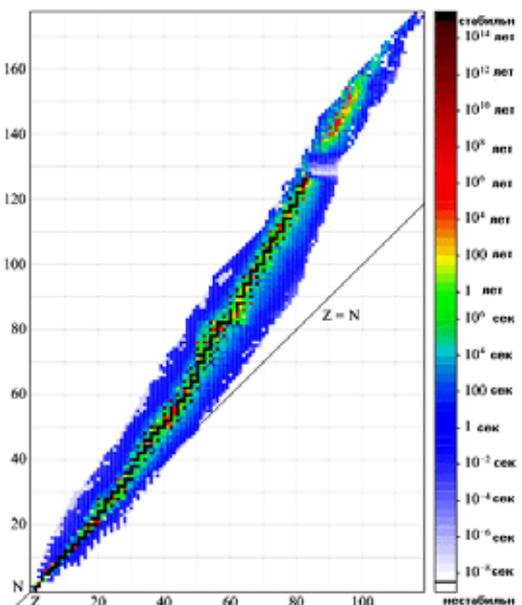
оставшимися ($A-1$) нуклонами, а всего таких пар A . Насыщение ядерных сил препятствует стягиванию ядра при накоплении числа нуклонов, и объемы ядер оказываются пропорциональными числу нуклонов в ядре, что свидетельствует о приблизительно постоянной плотности ядерного вещества.

Зависимость энергии связи на один нуклон от числа нуклонов проходит через максимум (**Рис.15**). Максимум удельной энергии связи приходится на ядра с массовыми числами $55 \div 60$ и спадает к обоим краям кривой. Для нуклидов с $A \approx 60$, т.е. для группы элементов Fe-Co-Ni, энергия связи на нуклон имеет максимальное значение (8,6 МэВ). Это указывает на то, что данные элементы по своим ядерно-физическим свойствам являются наиболее устойчивыми. Энергия связи на нуклон для нуклидов с четным числом нуклонов всегда выше среднеарифметического значения соответствующих величин для соседних нуклидов с нечетным числом нуклонов.

Резкое уменьшение $\bar{\epsilon}(A)$ в области малых A (1 МэВ у дейтерия) объясняется поверхностными эффектами. Нуклоны у поверхности ядра не полностью насыщают все свои возможные связи. Этот эффект уменьшает полную энергию связи на величину, пропорциональную числу нуклонов в поверхностном слое. Роль поверхностных эффектов возрастает с увеличением отношения поверхности к объему, т.е. при переходе к легким ядрам. На этом участке кривой $\bar{\epsilon}(A)$ наблюдаются резкие «пики», отвечающие ядрам ${}^4\text{H}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{16}\text{O}$, которые указывают на *кластерную структуру* этих ядер. Для этих ядер энергетически выгодным оказывается объединение нуклонов в α -частичные кластеры ($2p+2n$). Справа от максимума величина $\bar{\epsilon}$ плавно уменьшается, достигая для самого тяжелого природного элемента - урана - значения 7,5 МэВ/нуклон. Это уменьшение объясняется электрическим отталкиванием протонов. Поскольку кулоновские силы не обладают свойством насыщения, то при переходе к тяжелым ядрам удельная энергия связи убывает из-за роста электростатической энергии взаимного расталкивания протонов, величина которой пропорциональна Z^2 . В ядрах с малым числом протонов она незначительна, но существенно влияет на прочность ядер в области тяжелых ядер.

Из наличия максимума у зависимости $\bar{\epsilon}(A)$ следует важный вывод о двух энергетически выгодных процессах: 1) для наиболее тяжелых ядер возможен процесс деления на два более легких; 2) несколькими легчайшим ядрам, наоборот, энергетически выгодно сливаться друг с другом в более тяжелые ядра (*синтез ядер*). Оба процесса протекают с выделением большого количества энергии в форме кинетической энергии продуктов реакции. Так, в реакции синтеза ядер гелия из дейтерия и трития выделяется энергия 17,6 МэВ, или 3,5 МэВ на нуклон. Деление ядер урана сопровождается выделением энергии около 200 МэВ, или 1 МэВ на нуклон.

Пример. Пусть, например, ядро урана ${}^{238}_{92}\text{U}$ делится на два одинаковых ядра с массовыми числами 119. У этих ядер, как видно из **Рис.14**, удельная энергия связи порядка 8,5 МэВ/нуклон. Удельная энергия связи ядра урана 7,6 МэВ/нуклон. Следовательно, при делении ядра урана выделяется энергия, равная 0,9 МэВ/нуклон или более 200 МэВ на один атом урана. Рассмотрим теперь другой процесс. Пусть при некоторых условиях два ядра дейтерия ${}^2_1\text{H}$ сливаются в одно ядро гелия ${}^4_2\text{He}$. Удельная энергия связи ядер дейтерия равна 1,1 МэВ/нуклон, а удельная энергия связи ядра гелия равна 7,1 МэВ/нуклон. Следовательно, при синтезе одного ядра гелия из двух ядер дейтерия выделится энергия, равная 6 МэВ/нуклон или 24 МэВ на атом гелия. Следует обратить внимание на то, что синтез лёгких ядер сопровождается примерно в 6 раз большим выделением энергии на один нуклон по сравнению с делением тяжелых ядер.



Энергии удельной связи нуклонов в ядре примерно в миллион раз превышает энергию связи валентных электронов в атоме, равную ~ 10 эВ для большинства атомов. Поэтому энергия, выделяющаяся в ядерных реакциях, примерно в миллион раз превышает энергию химических реакций, что и определяет практическое значение использования ядерных реакций в качестве источника энергии.

Устойчивость ядер существенно зависит от параметра $(A-Z)/Z$ - отношения чисел нейтронов и протонов. Ядра лёгких нуклидов наиболее устойчивы при $(A-Z)/Z \approx 1$. С ростом массового числа всё более заметным становится электростатическое отталкивание между протонами, и область устойчивости сдвигается к значениям $(A-Z)/Z > 1$ (**Рис. 16**). Для наиболее тяжёлых ядер $(A-Z)/Z \approx 1.5$.

Рис. 16. Зависимость числа нейтронов N от числа протонов Z в атомных ядрах ($N=A-Z$). Справа - шкала периодов полураспада.

Если рассмотреть таблицу стабильных нуклидов, встречающихся в природе, можно обратить внимание на их распределение по чётным и нечётным значениям Z и N . Все ядра с чётными значениями этих величин являются ядрами лёгких нуклидов ${}^2\text{H}$, ${}^3\text{Li}$, ${}^5\text{B}$, ${}^7\text{N}$. Среди изобар с нечётными A , как правило, стабилен лишь один. В случае же чётных A часто встречаются по два, три и более стабильных изобар, следовательно, наиболее стабильны чётно-чётные, наименее - нечётно-нечётные. Это явления свидетельствует о том, что как нейтроны, так и протоны, проявляют тенденцию группироваться парами с антипараллельными спинами, что приводит к нарушению плавности вышеописанной зависимости энергии связи от A .

Z	$N=A-Z$	A	Число нуклидов
Чётное	Чётное	Чётное	167
Чётное	Нечётное	Нечётное	55
Нечётное	Чётное	Нечётное	53
Нечётное	Нечётное	Чётное	4

Таким образом, чётность числа протонов или нейтронов создаёт некоторый запас устойчивости, который приводит к возможности существования нескольких стабильных нуклидов, различающихся соответственно по числу нейтронов для изотопов и по числу протонов для изотопов. Также чётность числа нейтронов в составе тяжёлых ядер определяет их способность делиться под воздействием нейтронов.

Энергия связи одного присоединяемого или отделяемого от ядра нуклона может зависеть от четности числа имеющихся в составе ядра протонов и нейтронов. Детальный анализ удельной энергии связи как функции A и Z позволил сделать заключение о наибольшей устойчивости ядер с четным числом протонов и нейтронов (т.н. *четно-четные* ядра). Эти ядра имеют удельную энергию связи, примерно на 1 МэВ большую, чем соседние ядра, у которых либо N , либо Z - нечетные (Ч-Н и Н-Ч ядра) и имеют наибольшую распространенность в природе. Этот факт свидетельствует о том, что объединение внутри ядра одноименных нуклонов в пары (*эффект спаривания*) обусловлен действием между ними добавочным ядерных сил и является энергетически выгодным процессом, увеличивающим удельную энергию связи приблизительно на 1 МэВ. Промежуточное положение по величине удельной энергии связи и распространенности в природе занимают *четно-нечетные* и *нечетно-четные* ядра, количества которых равны. Наименьшие значение удельной энергии связи и количества стабильных нуклидов (четыре) имеют *нечетно-нечетные* ядра.

Магические ядра – атомные ядра, содержащие так называемое магическое число (2, 8, 20, 28, 50, 82, 126) протонов или нейтронов. Отличаются повышенной устойчивостью и большей распространённостью в природе по сравнению с соседними ядрами в Периодической системе элементов.

Заслуживает внимания особо высокие значения удельной энергии связи, даже на фоне четно-четных ядер, для ядер с содержанием нейтронов и (или) протонов, равным 2, 8, 20, 50, 82, 126 (только для нейтронов). Эти числа (и соответствующие ядра) получили название *магических*. Элементы с магическими ядрами являются наиболее устойчивыми и имеют большую распространенность в природе. Например, олово, атомный номер которого $Z = 50$, имеет 10 стабильных изотопов. Наблюдается наибольшее число стабильных изотопов для $N = 82$. Особенно устойчивыми являются *дважды магические* ядра, у которых и число нейтронов, и число протонов равно одному из магических чисел, например, ${}^4\text{He}$, ${}^{16}\text{O}$, ${}^{40}\text{Ca}$, ${}^{208}\text{Pb}$.

Общее правило дает возможность рассчитать энергию связи в ядре любого из нуклонов или группы связанных нуклонов. Например, средняя энергия связи для нейтрона равна:

$$\bar{\varepsilon}_n(A, Z) = m_n + M(A-1, Z) - M(A, Z) \quad (33)$$

для протона:

$$\bar{\varepsilon}_p(A, Z) = m_p + M(A-1, Z-1) - M(A, Z) \quad (34)$$

Эти величины положительны для всех ядер, не испытывающих радиоактивного распада с испусканием отдельных нуклонов (*нуклоностабильные ядра*), а равенство их нулю дает границы области существования таких ядер. В величины $\bar{\varepsilon}(A, Z)$, $\bar{\varepsilon}_n(A, Z)$ и $\bar{\varepsilon}_p(A, Z)$ не равны друг другу. Например, энергия связи α -частицы с ядром урана ${}^{238}\text{U}$ отрицательна:

$$\bar{\varepsilon}_\alpha({}^{238}\text{U}) = m_\alpha + M({}^{234}\text{Th}) - M({}^{238}\text{U}) = -4,2 \text{ МэВ} \quad (35)$$

что свидетельствует о нестабильности ядра урана относительно α -распада.

У ядер, следующих за висмутом ($Z > 83$), из-за большого числа протонов полная стабильность оказывается вообще невозможной. Сравнение энергий связи для легких и тяжелых ядер показывает энергетическую выгодность слияния (синтеза) первых и разделения на части (реакция деления) вторых. В стабильных ядрах между зарядом Z и массовым числом A существует соотношение вида

$$Z = \frac{A}{1,98 + 0,015A^{2/3}} \quad (36)$$

При отклонении от этого соотношения ядро проявляет свойство β^- или β^+ - радиоактивности

2.7 Электрический момент ядра

Электрический заряд ядра Z не дает представления о распределении протонов в ядре. Некоторые представления о распределении электрического заряда в ядре и его структуре можно получить с помощью *дипольного* и *квадрупольного* моментов ядра.

Электромагнитные моменты определяют потенциал взаимодействия ядра или частиц с внешними электрическими и магнитными полями.

Электрический дипольный момент ядер в основном состоянии равен нулю, что является следствием четности квадрата волновой функции основного состояния ядра.

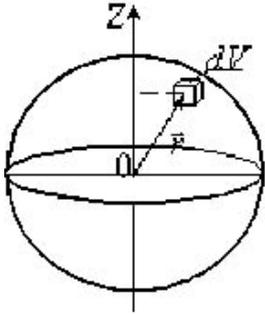


Рис.17. Схема к формуле расчёта дипольного момента ядра.

Диполем называется система из двух равных по величине зарядов q разного знака, жестко закрепленных на расстоянии d . Такая система, имея равный нулю электрический заряд, обладает свойством ориентироваться по направлению электрического поля. Так как отрицательных зарядов в ядре нет, то смещение положительного заряда (протонов) относительно нулевого (нейтронов) вызывает появление **дипольного момента** и ядро поворачивается в электрическом поле относительно центра инерции. Обычно рассматривают проекцию дипольного момента ядра на ось Z , совпадающую с направлением внешнего электрического поля. По определению

$$D_z = \int \rho(\vec{r})z dV, \quad (37)$$

где $\rho(\vec{r})$ - распределение электрического заряда относительно центра инерции ядра (**Рис.17**),

$\rho(\vec{r})dV = dq$ - бесконечно малый заряд в точке \vec{r} , z - проекция радиус-вектора выбранного объема на ось Z , а интегрирование ведется по всему объему ядра. Экспериментальные измерения показывают, что ядра в основном состоянии имеют всегда равный нулю электрический дипольный момент, так как нет никаких причин, которые могли бы вызывать в ядре смещение центра масс протонов относительно центра масс нейтронов. Сильное электрическое поле может вызывать поляризацию протонов в ядре и возникновение дипольного момента. Например, электромагнитное поле γ -кванта может вызывать периодическое смещение протонов относительно нейтронов и возникновение *дипольных колебаний* протонов в ядре.

Другой характеристикой распределения электрического заряда в ядре является **квадрупольный электрический момент Q** , который не равен нулю для многих ядер, находящихся даже в стационарных состояниях. Квадрупольный момент определяет степень взаимодействия ядра с неоднородным электрическим полем.

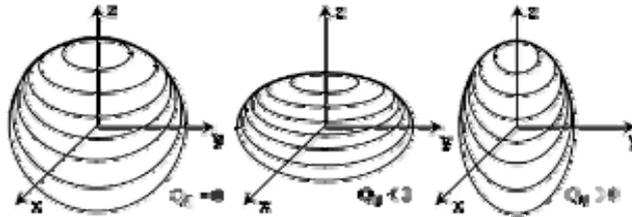
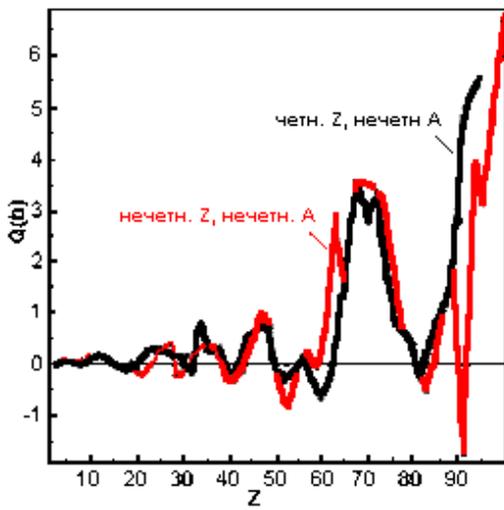


Рис. 18. Формы ядер и их электрические квадрупольные моменты

Атомные ядра, спин которых больше или равен единице, имеют отличные от нуля квадрупольные моменты, что говорит об их не точно сферической форме. Квадрупольный момент имеет знак плюс, если ядро вытянуто вдоль оси спина (веретенообразное тело), и знак минус, если ядро растянато в плоскости, перпендикулярной оси спина (чечевицеобразное тело). Известны ядра с положительными и отрицательными квадрупольными моментами. Отсутствие сферической симметрии у электрического поля, создаваемого ядром с ненулевым квадрупольным моментом, приводит к образованию дополнительных энергетических уровней атомных электронов и появлению в спектрах атомов линий сверхтонкой структуры, расстояния между которыми зависят от квадрупольного момента.



Электрический квадрупольный момент Q - мера несферичности ядра. Для сферически симметричного ядра $Q=0$. При $Q<0$, ядро является сплюснутым вдоль оси z эллипсоидом, при $Q>0$ ядро - вытянутое вдоль оси z эллипсоид.

Рис. 19. Зависимость электрических квадрупольных моментов ядер от числа протонов в ядре.

Квадрупольный момент ядра, величина, характеризующая отклонение распределения электрического заряда в атомном ядре от сферически симметричного. Квадрупольный электрический момент ядра в системе координат, связанной с ядром (внутренний квадрупольный момент) есть разность среднего значения величины $2z^2$ и среднего значения суммы

квадратов x^2 и y^2 . Поэтому для сферических ядер $Q = 0$, для вытянутых относительно внутренней оси вращения z $Q>0$, а для сплюснутых $Q<0$.

Электрическим квадрупольным моментом Q ядра называется величина, определяемая соотношением

$$Q = \int \rho(\vec{r})(3z^2 - r^2) dV \quad (38)$$

где использованы те же обозначения, как и в (37), а ось Z совпадает с направлением градиента внешнего электрического поля; $r^2 = x^2 + y^2 + z^2$.

Для сферически симметричного распределения электрического заряда $x^2=y^2=z^2$ и подынтегральная функция в (38) обращается в нуль и $Q=0$. Квадрупольный момент имеет размерность площади и часто измеряется в единицах *барн*, $1 \text{ барн} = 10^{-24} \text{ см}^2$. Существуют ядра как вытянутые, так и сплюснутые. Если предположить, что вытянутые ядра являются эллипсоидами вращения, то их степень вытянутости можно характеризовать величиной $\delta=a/b$, где a - размер ядра вдоль оси Z , а b - максимальный размер перпендикулярно оси Z . Обычно величина $\delta \approx 1,02 \div 1,04$, однако у ряда тяжелых ядер она достигает $1,2 \div 1,5$. Все магические ядра имеют сферическую форму ($Q=0$), которая, таким образом, соответствует наиболее устойчивым ядрам.

Квадрупольные моменты ядер зависят от числа протонов в ядре. Для магических чисел квадрупольные моменты близки к нулю.

Для экспериментального определения квадрупольных моментов используются те же методы, что и для измерения магнитных моментов - изучение сверхтонкой структуры оптических линий в спектрах и радиочастотные методы. Взаимодействие квадрупольного момента с градиентом внутриатомного электрического поля, позволяет выяснить нарушение правила интервалов и отделить расщепление спектральных линий, связанное с наличием квадрупольного электрического момента у ядра, с расщеплением, вызванным магнитным моментом ядра, и определить квадрупольный момент ядра.

2.8 Чётность

В сильных (ядерных) и электромагнитных взаимодействиях выполняется закон сохранения четности. При существовании зеркальной симметрии волновая функция системы обладает определенной четностью (положительной или отрицательной).

Чётность - квантовое число, характеризующее симметрию волновой функции Ψ физической системы или элементарной частицы при некоторых дискретных преобразованиях; если при таком преобразовании Ψ не меняет знака, то четность положительна, если меняет, то четность отрицательна. Для истинно нейтральных частиц (или систем), которые тождественны своим античастицам, кроме пространственно четности, можно ввести понятие зарядовой четности и комбинированной четности (для остальных частиц замена их на античастицы меняет саму волновую функцию). Четность P_{A+B} системы, состоящей из двух взаимодействующих частиц A и B , равна $P_{A+B}=P_A P_B (-1)^l$, где P_A и P_B - внутренние четности систем A и B ; l - орбитальное число. Внутренняя четность нуклона положительна.

Поведение изолированных физических систем со временем характеризуются рядом всеобщих законов, таких как законы сохранения энергии, импульса и момента импульса. Совокупность этих законов часто называют *интегралами движения*. Законы сохранения являются отражением свойств симметрии пространства-времени (мира), в которых движутся тела. Например, сохранение энергии есть следствие однородности времени, то есть неизменности (инвариантности) физических законов относительно изменения начала отсчета времени. Сохранение импульса есть следствие однородности пространства, то есть инвариантности физических законов относительно параллельного переноса декартовых координат. Закон

сохранения момента импульса - следствие изотропности пространства, то есть инвариантности физических законов относительно поворота системы координат.

Имеется еще один вид симметрии пространства-времени, связанный с *пространственной инверсией*. Инверсия, или *пространственное отражение*, есть изменение направления (знаков) всех трёх пространственных осей координат:

$$x \rightarrow (-x), y \rightarrow (-y), z \rightarrow (-z) \quad (39)$$

В результате инверсии правовинтовая система координат преобразуется в левовинтовую и наоборот.

Микроскопическая частица характеризуется свойством, которому, в отличие от энергии, импульса или момента импульса не отвечает никакой классический аналог в макромире. Это свойство непосредственно относится к волновой функции частицы и связано с её поведением при инверсии системы координат. Согласно основному физическому свойству волновой функции, квадрат ее модуля определяет плотность вероятности найти микрочастицу в данный момент в данной точке пространства. Очевидно, что плотность вероятности не должна зависеть от того, в какой системе координат – правой (x, y, z) или левой $(-x, -y, -z)$ проводятся наблюдения:

$$|\Psi(x, y, z)|^2 = |\Psi(-x, -y, -z)|^2, \quad (40)$$

или в сферической системе координат:

$$|\Psi(r, \vartheta, \varphi)|^2 = |\Psi(r, \pi - \vartheta, \pi + \varphi)|^2 \quad (41)$$

если угол ϑ откладывается относительно оси Z , направление которой определяется одной из векторных характеристик микросистемы. Например, для зеркально-симметричного процесса вероятности вылета из ядра какой-либо частицы под углами ϑ и $\pi - \vartheta$ относительно направления спина ядра должны быть равны. Таким образом, для зеркально симметричного процесса абсолютная величина Ψ -функции не изменяет $|\Psi(x, y, z)| = |\Psi(-x, -y, -z)|$ ся

$$(42)$$

В общем случае

$$\Psi(x, y, z) = P\Psi(-x, -y, -z), \quad (43)$$

где P – некоторое число. Возведем модули левой и правой частей (43) в квадрат:

$$|\Psi(x, y, z)| = |P|^2 |\Psi(-x, -y, -z)|^2 \quad (44)$$

Сравнивая (40) и (44), устанавливаем, что $P^2 = 1$, а $P = \pm 1$. Величина P (**parity – чётность**) называется четностью.

Таким образом, для четных систем $P = 1$, для нечетных $P = -1$:

$$\Psi(x, y, z) = \pm \Psi(-x, -y, -z) \quad (45)$$

Это свойство, характеризующее изменение (или неизменность) знака волновой функции $\Psi(x, y, z)$ при инверсии координат называется *четностью волновой функции*.

Замечательным свойством для многих изолированных квантовых систем является *закон сохранения четности*: если изолированная физическая система в момент времени $t = 0$ имела определенную четность, то система сохраняет свою четность во все последующие моменты времени. Таким образом, четность является таким же интегралом движения, как энергия, импульс или момент импульса. Установлено, что четность сохраняется в процессах, обусловленных сильными (с участием ядерных сил) и электромагнитными взаимодействиями.

Четность системы из k нуклонов (или электронов) с орбитальными моментами l_1, l_2, \dots, l_k равна

$$P = (-1)^l, \quad (46)$$

где $l = l_1 + l_2 + \dots + l_k$ – суммарный относительный орбитальный момент системы.

Выполнение закона сохранения четности приводит к правилам отбора для электромагнитного излучения атомов и ядер, для радиоактивных превращений и ядерных реакций.

Основные состояния четно-четных ядер всегда имеют положительную четность. У других ядер основные состояния могут быть как четными, так и нечетными. Ядра в возбужденных состояниях могут иметь различную четность, не обязательно совпадающую с четностью основного состояния, которая

отмечается знаком плюс или минус при обозначении спина (например, $I = \frac{3}{2}^-$; $I = 1^+$ и т.п.).

2.9 Изоспин нуклонов и ядер

Как основное, так и возбужденные состояния ядер - помимо энергии, спина и чётности - характеризуются квантовыми числами, которые называются изоспином и проекцией изоспина. (В литературе эти квантовые числа обозначаются обычно либо символами T и T_z , либо I и I_z).

Изотопический спин (изоспин) - одна из внутренних характеристик (квантовое число), определяющая число зарядовых состояний адронов. В частности, протон и нейтрон (общее наименование этих элементарных частиц - нуклоны) различаются значением проекции изоспина, тогда как абсолютные значения их изоспина одинаковы. Последнее выражает свойство изотопической инвариантности сильного взаимодействия. С точки зрения сильного взаимодействия, протон и нейтрон являются одинаковыми частицами, а многие другие свойства у них также близки. Поэтому была разработана модель, по которой любой нуклон обладает изотопическим спином, равным $1/2$, у которого есть две возможные «проекции» в особом изотопическом пространстве. Когда проекция изотопического спина I_z равна $+1/2$, то нуклон становится протоном, а когда $-1/2$ - нейтроном. (Это соглашение о знаках принято в физике элементарных частиц; в ядерной физике для оси z изотопического пространства выбрано противоположное направление, чтобы проекция изоспина нейтрона была равна $+1/2$ и суммарная проекция изоспина у большинства ядер была положительной). Такое поведение изотопического спина выглядит естественным с точки зрения квантовой механики, поскольку в ней уже есть квантовое число с аналогичными свойствами - спин. По аналогии с этим названием и был введён термин «изотопический спин». Изоспин сохраняется во всех процессах, обусловленных сильным взаимодействием, однако нарушается в слабом и электромагнитном взаимодействии. Изоспин I одинаков для всех адронов, образующих изотопический мультиплет, число адронов в таком мультиплете равно $2I+1$. У каждого адрона в изомultiплете своя проекция изоспина I_z и свой электрический заряд, но одинаковы все остальные квантовые числа (спин, чётность, барионное число, странность и т. д.). Так, изодублет нуклонов ($I=1/2$) состоит из двух членов: протона и нейтрона с $I_z=\pm 1/2$. Изотриплет пионов π^+ , π^0 , π^- имеет изоспин I и проекции изоспина $+1$, 0 , -1 . Сохранение изоспина в сильных взаимодействиях позволяет приближённо вычислять сечения реакций и предсказывать структуру ядерных уровней в случаях, когда эффекты несохраняющихся изоспин взаимодействий малы.

Введение этих квантовых чисел связано с тем фактом, что ядерные силы инвариантны относительно замены протонов на нейтроны. Это особенно ярко проявляется в спектрах т.н. «зеркальных» ядер, т.е. ядер-изобар, у которых число протонов одного равно числу нейтронов другого (например, спектры ядер ^{13}C и ^{13}N). Для всех известных пар таких ядер имеет место подобие спектров низших возбужденных состояний: спины и чётности низших состояний одинаковы, а энергии возбуждения близки.

С точки зрения теории изоспина, нейтрон и протон являются одной и той же частицей - нуклоном с изоспином $I = 1/2$ - в двух разных состояниях, различающихся проекцией изоспина на выделенную ось ($I_z = I_3$) в пространстве изоспина. Таких проекций для момента $I = 1/2$ может быть только две: $I_z = +1/2$ (протон) и $I_z = -1/2$ (нейтрон).

Система Z протонов и N нейтронов - ядро - имеет проекцию изоспина

$$I_z(A, Z) = Z(1/2) + N(-1/2) = (Z - N)/2 \quad (47)$$

Изоспин системы нуклонов является векторной суммой изоспинов составляющих:

$$\vec{I}(A) = \sum_i^A \left(\frac{\vec{1}}{2} \right) \quad (48)$$

Ядерные (т.е. сильные) взаимодействия не зависят от проекции изоспина, или, точнее, сильные взаимодействия инвариантны относительно вращений в изоспиновом пространстве.

Однако от величины изоспина ядерные силы зависят! Низшим по энергии состоянием системы нуклонов, т.е. основным состоянием ядра, является состояние с низшим возможным значением изоспина, которое равно

$$I_0 = |I_z| = |Z - N|/2 \quad (49)$$

Возбужденные состояния ядер могут иметь более высокие значения изоспина, но с той же проекцией. Таким образом, характеристиками уровней данного ядра являются энергия, спин состояния, чётность состояния и изоспин. Обычно три последних квантовых числа указываются как J^P, I

Пример. Определим изоспин основного состояния и проекцию изоспина для ядра ^{48}Ca . Ядро ^{48}Ca имеет 20 протонов и 28 нейтронов. Следовательно, проекция изоспина I_z этого ядра равна $I_z = (20 - 28)/2 = -4$. Изоспин основного состояния $I = |I_z| = 4$.

Частицы или системы частиц, имеющие одинаковый изоспин и разные проекции изоспина, составляют изоспиновые мультиплеты (дублеты, триплеты, и т.д.). Особенностью членов такого мультиплета является то, что они одинаковым образом участвуют в сильном взаимодействии. Простейший пример дублета - нейтрон и протон. Состояния зеркальных ядер ^{13}C и ^{13}N являются другим примером.

3. ЯДЕРНЫЕ СИЛЫ

Нуклоны в ядре удерживают ядерные силы.

Ядерные силы, силы, удерживающие нуклоны (протоны и нейтроны) в атомном ядре. Ядерные силы действуют только на расстояниях порядка 10^{-13} см и достигают величины в 100 – 1000 раз превышающей силу взаимодействия электрических зарядов. Ядерные силы не зависят от заряда нуклонов. Они обусловлены сильными взаимодействиями.

Сильное взаимодействие, самое сильное из фундаментальных взаимодействий элементарных частиц. В сильных взаимодействиях участвуют адроны. Сильное взаимодействие превосходит электромагнитное взаимодействие примерно 100 раз, его радиус действия около 10^{-13} см. частный случай сильного взаимодействия – ядерные силы. Современной теорией сильной связи является квантовая хромодинамика.

Адроны, элементарные частицы, участвующие в сильном взаимодействии (барионы и мезоны, включая все резонансы).

Основные свойства ядерных сил:

большая интенсивность (следует из большой величины энергии связи, рассчитанной на один нуклон

$$\varepsilon = \frac{\Delta W}{A} \approx 8 \text{ МэВ};$$

малый радиус действия (из размеров ядра);

зарядовая независимость

насыщение (из пропорциональности энергии связи массовому числу): $\Delta W \approx 8A$ МэВ;

спиновая зависимость (из отличия в устойчивости четно-четных, нечетных и нечетно-нечетных ядер);

тензорный (нецентральный) характер (из существования квадрупольного момента у дейтона).

Ядерные силы действуют на коротких расстояниях, $R \leq 1,4$ фм. Они «насыщенные», так что отдельный нуклон взаимодействует только с ближайшими нуклонами. Ядерные силы – силы весьма интенсивного притяжения, они соединяют нуклоны, образуя весьма плотную материю. В тоже время эксперименты по рассеянию частиц высокой энергии на ядре показали, что ядерные силы также имеют отталкивающие свойства. Поэтому на некотором расстоянии между нуклонами (0,5 фм) притягивающий характер сил меняется на отталкивающий. (Эта особенность вызвана кварковой субструктурой нуклона, предотвращающей нуклон от коллапса на самого себя).

Простейшая связанная ядерная система – дейтрон – состоит из нейтрона и протона. Дейтрон имеет квадрупольный момент 0,00286 барн, что указывает на то, что дейтрон не является идеально сферическим и силы взаимодействия между двумя нуклонами не являются сферически симметричными. Можно утверждать, что силы между двумя нуклонами имеют два компонента: сферически симметричную центральную силу и асимметричный тензор сил, зависящий от углов между спиновыми осями каждого нуклона и линией, соединяющей их.

Ядерные силы между двумя нуклонами зарядово независимы, т.е. сильное взаимодействие между двумя протонами или двумя нейтронами или нейтроном и протоном одинаковы (конечно они различаются электромагнитными силами). Доказательство зарядовой независимости ядерных сил можно найти в ядро-ядро рассеянии и в энергиях связи лёгких зеркальных ядер. (Зеркальные ядра – изобары в которых число протонов в одном ядре равно числу нейтронов в другом ядре, и наоборот). В Табл. 2 представлена общая энергия связи для некоторых лёгких зеркальных ядер, разница в кулоновской энергии между ядрами и результирующая величина «ядерной» энергии связи.

Пример. Даны зеркальные ядра: ^{25}Mg и ^{25}Al . Чему равна энергетическая разница между их основными состояниями?

Решение. Конверсия ^{25}Mg в ^{25}Al изменения одного нейтрона в протон. Напомним, что масса нейтрона несколько отличается от массы протона. Избыточный протон электромагнитно реагирует с другими 12 протонами, задавая второй член в разности энергий:

$$\Delta E = E(A, Z+1) - E(A, Z) = \Delta E_{\text{кул}} - (m_n - m_H)c^2$$

$$\Delta E_{\text{кул}} = \frac{6 e^2}{5 R} Z = \frac{6}{5} \left(\frac{1,44}{1,2} \sqrt[3]{25} \right) 12$$

$$(m_n - m_H)c^2 = 0,782 \text{ МэВ}$$

Основное состояние ^{25}Al на 5,128 МэВ выше основного состояния ^{25}Mg .

Табл. 2. Свойства лёгких ядер.

<i>A</i>	Ядро	Общая энергия связи, МэВ	Кулоновская энергия, МэВ	Чисто ядерная энергия связи, МэВ
3	³ H	-8,486	0	-8,486
	³ He	-7,723	0,829	-8,552
13	¹³ C	-97,10	7,631	-104,734
	¹³ N	-94,10	10,683	-104,770
23	²³ Na	-186,54	23,13	-209,67
	²³ Ne	-181,67	27,75	-209,43
41	⁴¹ Ca	-350,53	65,91	-416,44
	⁴¹ Sc	-343,79	72,84	-416,63

Анализ масс зеркальных ядер демонстрирует, что сильные (ядерные) силы между нейтроном и протоном одинаковы. Это приводит к рассмотрению нейтрона и протона как двух состояний одной и той же частицы, нуклона. (Аналогичная ситуация имеет место с мезоном, где π^0 , π^+ , и π^- так же ведут себя в плане сильных взаимодействий). Для учёта этого явления вводится квантовое число T для нуклона (или мезона), называемое изоспином (по аналогии с угловым моментом).

Табл. 3. Типы сил, действующие в природе.

Сила	Дальнодействие, м	Относительная сила	Носитель силы
Гравитационная	∞	10^{-38}	Гравитон
Слабая	10^{-18}	10^{-5}	W^\pm, Z^0
Электромагнитная	∞	$\alpha=1/137$	Протон
Сильная	10^{-15}	1	Глюкон

В настоящее время полагают, что в природе господствуют четыре силы (Табл. 3), так что все взаимодействия во Вселенной – результат действия этих сил. Самая слабая сила – гравитация, которая становится существенной при взаимодействии массивных объектов, таких как планеты, звёзды и т.п. Следующими по силе являются слабые взаимодействия, которые важны при β -распаде ядра. Электромагнитные силы, которые управляет поведением большинства систем в нашем обычном мире – ещё сильнее. И, наконец, существуют самые сильные – ядерные силы, которые по крайней мере, в 100 раз сильнее электромагнитных сил, ответственных за целостность атома.

Итак, можно выделить четыре типа взаимодействий ядерных частиц:

- **сильные взаимодействия**, ответственные за основной энергетический вклад в связь нуклонов внутри ядра. Радиус действия этих сил очень мал (примерно равен радиусу ядер) и практически отсутствует вне радиуса их действия
- **электромагнитные взаимодействия**, ответственные за энергетический вклад в связь заряженных частиц. Эти силы в сотни раз слабее сильных взаимодействий, но могут проявляться на достаточно больших расстояниях
- **слабые взаимодействия**, ответственные за энергетический вклад в связь элементарных частиц, составляющих нуклоны. Взаимодействия этого типа проявляются при самопроизвольном распаде нуклонов
- **гравитационные взаимодействия** - слабые взаимодействия, ответственные за энергетический вклад в связь элементарных частиц, составляющих нуклоны. Взаимодействия этого типа проявляются при самопроизвольном распаде нуклонов

Радиус ядерных сил по порядку величины равен размеру нуклона, поэтому ядра - сгустки очень плотной материи. Наиболее тесно нуклоны упакованы в ядре атома гелия, которое состоит из двух протонов и двух нейтронов. Атом гелия, лишенный своих электронов, называется альфа-частицей. Во многих случаях удобно считать, что и более тяжелые ядра состоят из α -частиц (например, ¹²C). Не вошедшие в α -частицы нуклоны слабее связаны с ядром, чем те, которые находятся в их составе. Ядерные силы - пример сильных взаимодействий. Они многократно превосходят кулоновскую силу. Электростатическое взаимодействие характеризуется энергией порядка нескольких электронвольт, а характерные ядерные энергии в миллион раз больше - мегаэлектронвольты (МэВ-ы). Короткодействие ограничивает действие ядерных сил ближайшим окружением нуклона, в то время как медленно спадающее с расстоянием электростатическое отталкивание протонов действует во всем объеме ядра. С ростом числа нуклонов ядра становятся неустойчивыми, и поэтому большинство тяжелых ядер радиоактивны, а совсем тяжёлые вообще не могут существовать. Конечное число элементов в природе - следствие короткодействия ядерных сил. Ядерные силы очень слабо зависят от того, взаимодействует протон с протоном, нейтрон с нейтроном или протон с нейтроном.

Сейчас полагают, что два нуклона притягиваются друг к другу, потому что обмениваются между собой частицей - пи-мезоном (пионом). Один нуклон испускает пи-мезон, другой его поглощает, а в результате нуклоны притягиваются друг к другу. Масса р-мезона больше массы электрона и меньше массы

протона. Между радиусом действия ядерных сил и массой p -мезона m_p существует связь: $m_p \approx \hbar/cr_n$. Есть три сорта p -мезонов - положительный, отрицательный и нейтральный. Их массы несколько отличаются, но все они примерно в 200 раз больше массы электрона.

Таким образом, ядерные силы действуют между нуклонами однородно, протоны испытывают дополнительное кулоновское отталкивание, что может дестабилизировать обогащенные протонами ядра. Но и нейтронами обогащенные ядра нестабильны. Симметричные ядра с равным числом протонов и нейтронов предпочтительны (по крайней мере, для легких ядер). Наконец, ядерные силы зависят от выравнивания спинов нуклонов.

*_*_*

Перечислим теперь известные к настоящему времени экспериментальные данные по строению и свойствам атомных ядер.

1. Ядра состоят из нуклонов - протонов и нейтронов примерно одинакового размера.
2. Протон и нейтрон имеют одинаковый внутренний момент количества движения.
3. Количество протонов в ядре (Z) определяет заряд ядра и порядковый номер химического элемента в Периодической системе.
4. Количество нуклонов в ядре определяет массовое число (A) химического элемента в Периодической системе.
5. Ядра бывают стабильными и нестабильными. В двумерном пространстве, где одно измерение – количество протонов, а другое – количество нейтронов, существует долина стабильности из двух параллельных тропинок.
6. По обе стороны от долины стабильности существуют области нестабильности, ограниченные линиями, за пределами которых существование ядер невозможно.
7. Ядра вблизи долины стабильности компактны, величина их радиуса определяется количеством нуклонов и изменяется в пределах от 2 до 10 ферми.
8. В легких стабильных ядрах примерно равное количество нейтронов и протонов.
9. В тяжелых стабильных ядрах нейтронов в полтора раза больше, чем протонов.
10. Распределение протонов по объему ядра отлично от распределения нейтронов.
11. Плотность ядерной материи в центре ядра примерно одинакова у всех ядер.
12. Объем ядра пропорционален количеству нуклонов.
13. Толщина поверхностного слоя у всех ядер примерно одинакова, порядка 0.5 Фм, и характеризуется размытостью границ.
14. Энергия связи ядер приблизительно пропорциональна массовому числу.
15. Ядерные силы обладают свойством насыщения.
16. Удельная энергия связи ядер имеет пик в области железа-никеля.
17. Ядерные силы изотопически инвариантны (не зависят от типа нуклона).
18. Величина ядерных сил зависит от взаимной ориентации спинов нуклонов.
19. Радиус действия ядерных сил соизмерим с размерами нуклона ($a \sim 1$ фм).
20. Притяжение между нуклонами на больших расстояниях ($r > 1$ фм) сменяется отталкиванием на малых ($r < 0.5$ Фм).
21. Величина ядерных сил затухает с расстоянием по экспоненциальному закону.
22. Ядерные силы зарядово независимы.
23. Нуклоны в ядре не статичны, однако средняя скорость движения нуклонов в ядре не превышает десятой части скорости света, это означает, что для описания движения можно использовать нерелятивистскую механику.
24. Большинство ядер имеет вращательные спектры, что позволяет сделать вывод о наличии коллективных степеней свободы ядра.
25. Ядро может находиться в разных изомерных состояниях, одно из них считается основным состоянием, все остальные – возбужденные состояния. Существуют долгоживущие изомеры, которые могут сильно отличаться формой ядра.
26. При массовых числах $A=150-190$ и $A>200$ зависимость энергий нижних возбужденных состояний ядер от спина ядра поразительно похожа на зависимость энергии вращающегося волчка от его момента вращения.
27. Наблюдаемые значения значительно меньше теоретических значений моментов инерции сплошных твердотельных эллипсоидов вращения.
28. Существует периодичность свойств ядер, связанная с магическими числами количества протонов: 2, 8, 20, 28, 50, 82, 114.

29. Существует периодичность свойств ядер, связанная с магическими числами количества нейтронов: 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126, 184. Наиболее устойчивы ядра, у которых магическое число протонов или нейтронов.
30. У магических ядер электрический квадрупольный момент близок к нулю.

ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

Лекция 5. ТЕОРИИ СТРОЕНИЯ АТОМНОГО ЯДРА

Свойства атомных ядер невозможно интерпретировать в рамках единого теоретического подхода. Эта трудность связана с тем фактом, что в ядре действуют сильные взаимодействия, для которых до сих пор не существует последовательной теории, способной количественно воспроизвести свойства систем, связанных этими силами. Поэтому свойства ядер оказывается возможным объяснить только в рамках моделей ядра.

В данной лекции мы рассмотрим некоторые популярные модели строения атомного ядра. Основное внимание уделим жидко-капельной и оболочечной моделям.

1. МОДЕЛИ СТРОЕНИЯ АТОМНОГО ЯДРА

1.1 Классификация моделей

Атомное ядро, представляющее собой сложную многочастичную квантовую систему с сильным взаимодействием и с большим количеством свойств, – объект исключительно сложный. Поэтому попытка создания теории ядра сталкивается с трудностями, в основном – из-за отсутствия знаний о свойствах ядерных сил. Но даже, если бы характер ядерных сил, действующих между нуклонами, будет известен, проблемой станет решение квантовой задачи многих тел, которая к настоящему времени не решена даже для трёх тел. Потому силы взаимодействия между нуклонами приходится подбирать путем подгонки к известным экспериментальным данным с помощью модельных зависимостей.

Теория атомного ядра идёт по пути создания ядерных моделей, предназначенных для описания выбранной совокупности ядерных свойств или явлений сравнительно простыми математическими способами с минимальным количеством определяемых параметров. Ценность модели определяется количеством параметров и возможностью предсказания новых свойств ядер или объяснения уже имеющихся. Но любая модель обладает ограниченными возможностями и не может дать полного описания всех свойств ядра. В результате приходится прибегать к большому числу моделей, приспособленных для описания ограниченного круга явлений, но которые вместе отвечают современному уровню знаний о ядре.

В основу любой модели ядра кладут допущение о приближенной независимости какого-либо набора степеней свободы для выбранного объекта. Степени свободы можно классифицировать на *одночастичные*, отвечающие независимому движению отдельных нуклонов, и *коллективные*, соответствующие согласованному движению большого числа частиц. Примерами являются две модели: *капельная*, основанная на коллективных степенях свободы, и *оболочечная*, использующая одночастичное описание движения нуклонов.

Ядерные модели – приближённые методы описания некоторых свойств ядер, основанные на отождествлении ядра с какой-либо другой физической системой, свойства которой либо хорошо изучены, либо поддаются более простому теоретическому анализу. Таковы, например, капельная модель ядра, оболочечная модель, модель нуклонных ассоциаций. Степени свободы ядра можно разделить на одночастичные и коллективные. Соответственно ядерные модели делятся на одночастичные (модели независимых частиц), описывающие движение индивидуальных частиц, коллективные (модели с сильным взаимодействием), описывающие коррелированное движение большого числа частиц и обобщенные, в которых рассматривается как одночастичные, так и коллективные степени свободы.

Число моделей атомного ядра очень велико. Часто они основаны на противоположных постулатах о характере движения нуклонов в ядре. Упомянем некоторые из них.

Гидродинамическая (капельная) модель ядра (Н.Бор, 1936). Капельная модель основана на аналогии между поведением нуклонов в ядре и поведением молекул в капле жидкости. Так, силы, действующие между составными частицами - молекулами в жидкости и нуклонами в ядре, - являются короткодействующими и им свойственно насыщение. Для капли жидкости при данных внешних условиях характерна постоянная плотность её вещества. Ядра же характеризуются практически постоянной удельной энергией связи и постоянной плотностью, не зависящей от числа нуклонов в ядре. Объём капли, так же как и объём ядра, пропорционален числу частиц. Существенное отличие ядра от капли жидкости заключается в том, что модель трактует ядро как каплю электрически заряженной несжимаемой жидкости (с плотностью, равной ядерной), подчиняющуюся законам квантовой механики. Благодаря большой плотности нуклонов в ядре и чрезвычайно сильному взаимодействию между ними столкновения очень часты и поэтому

независимое движение отдельных нуклонов невозможно. Как в капле обыкновенной жидкости, поверхность в ядре может колебаться. Если амплитуда колебаний будет самопроизвольно нарастать, капля развалится, т. е. произойдет деление ядра.

В капельной модели ядро рассматривается как непрерывная среда, состоящая из нейтронной и протонной жидкостей и описываемая уравнениями классической гидродинамики. Плотность ядерной жидкости почти постоянна внутри объема капли и резко падает в поверхностном слое, толщина которого значительно меньше радиуса капли. Основные параметры: равновесная плотность безграничной ядерной жидкости r_0 ($0,16$ частиц/ Фм^3), энергия связи на 1 нуклон m_0 (16 МэВ) и коэффициент поверхностного натяжения s (1 МэВ/ Фм^2); иногда вводят s_1 и s_2 для нейтронов и протонов в отдельности. Для учёта зависимости энергии связи ядра от величины нейтронного избытка ($N-Z$; N и Z -соответственно числа нейтронов и протонов в ядре) вводится изовекторный коэффициент сжимаемости ядерной материи b (30 МэВ); для учёта конечной сжимаемости ядерного вещества - изоскалярный коэффициент сжимаемости (модуль сжатия) K (200 МэВ). Капельная модель ядра описывает основные макроскопические свойства ядер: свойство насыщения, т. е. пропорциональность энергии связи тяжёлых ядер массовому числу $A = N+Z$; зависимость радиуса ядра R от A : $R = r_0 A^{1/3}$, где r_0 - практически постоянный коэффициент ($1,06$ Фм) за исключением самых лёгких ядер. Она приводит к формуле Вайцзеккера, которая в среднем хорошо описывает энергии связи ядер.

Хотя гидродинамическая модель позволила получить полуэмпирическую формулу для энергии связи нуклонов в ядре, качественно объяснила причины деления ядер и его механизм, а также существование коллективных возбуждений ядра атома, её предсказания в полной мере не выполняются на опыте. Такие понятия как поверхность, поверхностное натяжение, сжимаемость и т. п. не вполне применимы к ядру, поскольку «капля – ядро» состоит не более чем из 300 нуклонов, и размер ядра превосходит среднее расстояние между нуклонами всего в несколько раз. Эта модель не объяснила повышенную устойчивость ядер, содержащих магические числа протонов и нейтронов.

Оболочечная модель ядра. (М. Гепперт-Маер, И.Х.Д. Йенсен, 1950). Ещё в начале развития ядерной физики на основе обнаружения так называемых «магических чисел» протонов и нейтронов в ядре атомов ($2, 8, 20, 50, 82, 126$) было предложено использовать оболочечную модель, успешно «работающую» в теории электронных оболочек атома.

В оболочечной модели к центрально-симметричному потенциалу $V(r)$ добавлено спин-орбитальное взаимодействие. Модель предполагает распределение нуклонов в ядре по дискретным энергетическим уровням (оболочкам), заполняемым нуклонами согласно принципу Паули, и связывает устойчивость ядер с заполнением этих уровней. Ядра с полностью заполненными оболочками наиболее устойчивы. Нуклоны движутся независимо друг от друга в некотором среднем потенциальном поле (потенциальной яме), создаваемом движением всех нуклонов ядра (самосогласованном поле). Потенциал зависит от расстояния до центра ядра. Нуклоны в поле с таким потенциалом находятся на определенных уровнях энергии. В основном состоянии они заполняют нижние уровни, причём, в соответствии с принципом Паули, в одном состоянии может находиться не более одного протона и одного нейтрона. Основное предположение оболочечной модели – независимость движения нуклонов в самосогласованном поле - находится в противоречии с гидродинамической моделью. Поэтому те характеристики ядра, которые хорошо описываются гидродинамической моделью (например, энергия связи ядра) плохо или совсем не объясняются оболочечной моделью.

Оболочечная модель ядра позволила объяснить спины и магнитные моменты ядер, различную устойчивость атомных ядер, а также периодичность изменений их свойств. Эта модель хорошо применима для описания легких и средних ядер, а также для ядер, находящихся в основном (невозбужденном) состоянии. Помимо объяснения природы магических чисел и правильного воспроизведения их значений оболочечная модель качественно описывает и др. характеристики нечётных ядер: спины основных состояний, магнитные моменты, вероятности β -переходов и магнитных γ -переходов и т. д. Важное место она занимает при описании свойств деформированных ядер, в которых среднее поле деформировано (главным образом квадрупольно). Оболочечная модель ядра и ее последующие модификации объясняют широкий круг экспериментальных данных по спектрам возбуждений ядер вплоть до энергий $3-5$ МэВ. Оболочечная структура проявляется и при более высоких энергиях возбуждения – до $30-50$ МэВ, соответствующих возбуждению нуклонов внутренних оболочек.

Коллективная модель ядра (Дж. Рейнуотер, 1959, О. Бор и Б. Моттelson, 1952), возникшая на основе представлений капельной модели, объяснила природу низколежащих возбуждений ядер. Возбуждения ядер интерпретируются как динамическая деформация поверхности (т.е. поверхность зависит от времени). Эта модель примирила исключаящие исходные положения гидродинамической и оболочечной моделей. Она

предполагает, что ядро состоит из внутренней устойчивой части – остова, образованного нуклонами заполненных оболочек, и внешних нуклонов, движущихся в поле, создаваемом нуклонами остова. Остов может изменять свою форму под влиянием наружных нуклонов, колебаться. Его движение описывается гидродинамической моделью. Внешние же нуклоны движутся в поле остова, которое изменяется за счёт взаимодействия с этими внешними нуклонами.

Есть факты, свидетельствующие о существовании коллективных степеней свободы ядер. Так, при малых энергиях возбуждения ($E_{\text{возб}} \leq 4$ МэВ) у многих ядер наблюдаются последовательности уровней, которые могут быть интерпретированы либо как уровни энергии, отвечающие гармоническим колебаниям ядерной поверхности, либо как вращательные полосы энергии, возникающие из-за вращения деформированного ядра как целого. Коллективная природа этих уровней подтверждается интенсивными квадрупольными электромагнитными переходами между ними, и большим квадрупольным моментом у ядер, имеющих постоянную деформацию. При более высоких энергиях возбуждения, выше порога отделения нуклона, существуют коллективные уровни ядер, которые наблюдаются в сечениях ядерных реакций в виде широких пиков и называются гигантскими мультипольными резонансами. Наиболее мощным из них является гигантский дипольный резонанс. Модель пятимерного гармонического осциллятора рассматривает поверхностные колебания сферически-симметричных чётно-нечётных ядер. Эти колебания подобны колебаниям поверхности жидкой капли. Если амплитуда колебаний невелика, то они гармонические. Модель аксиально-симметричного ротатора поясняет, как образуются вращательные уровни энергии в чётно-нечётных ядрах, имеющих фиксированную форму сфероид вращения. Гидродинамическая модель описывает гигантские резонансы, обусловленные колебаниями нейтронов относительно протонов.

Обобщённая модель ядра (О. Бор и Б. Моттelson) рассматривает взаимодействие коллективных и одночастичных степеней свободы. Для описания более высоких возбуждений (выше энергии отделения нуклона), для которых характерны большая плотность уровней и сложная структура большинства состояний, используется статистическая модель ядра. Она оперирует обычными понятиями статистической физики: температурой, плотностью уровней, энтропией, флуктуациями и т. п. Эти характеристики ядер используются при описании ядерных реакций.

Обобщенная модель объяснила большие квадрупольные моменты некоторых ядер тем, что внешние нуклоны таких ядер сильно деформируют остов, он становится не сферическим – вытянутым или сплюснутым эллипсоидом. Деформированное ядро может вращаться (вокруг оси перпендикулярной оси деформации), что объясняет наблюдаемые на опыте вращательные уровни возмущенного ядра. В обобщенной модели полный спин ядра складывается из моментов количества движения внешних нуклонов и момента количества движения деформированного остова. Колебанию остова соответствуют уровни, которые обнаруживаются на опыте. Обобщенная модель позволила ввести понятие одночастичных (связанных с возбуждением наружных нуклонов) и коллективных (вращательных и колебательных, связанных с возбуждением остова) уровней ядра, определить энергии уровней, спин, чётность.

Модели парных корреляций. Обобщенная модель столкнулась с трудностями в объяснении опытных данных, особенно в тех ядрах, в которых вне остова движется несколько нуклонов. Естественный путь улучшения обобщенной модели – учёт их взаимодействия. Это взаимодействие существенно отличается от взаимодействия пары свободных нуклонов и называется остаточным взаимодействием: действует лишь часть нуклон- нуклонных сил, “оставшаяся” после выделения самосогласованного поля. Остаточное взаимодействие приводит к тому, что внешние нуклоны движутся в поле остова уже не независимо, а коррелировано. Соответствующие модификации оболочечной модели называют моделями парных корреляций, наиболее известная - сверхтекучая модель ядра. (Н. Н. Боголюбов, О. Бор, Б. Моттelson, Д. Пайнс – 1958). В основе этой модели лежит предположение о том, что пары протонов и нейтронов с равными и противоположными направленными моментами количества движения образуют в ядре состояния типа связанных. Чтобы разорвать эту связь – разорвать пару, нужно затратить энергию 1-2 МэВ. Поэтому энергия возбуждения чётно-нечётных ядер, в которых все нуклоны образуют связанные пары, должна составлять 2 МэВ, тогда как соседние нечётные ядра должны иметь энергию возбуждения примерно в 10 раз меньшую (150-200 КэВ), что действительно наблюдается на опыте. С помощью моделей парных корреляций удаётся хорошо описывать спины и квадрупольные моменты основных состояний ядер, а также энергии, спины, квадрупольные моменты и вероятности переходов возбужденных однонуклонных и коллективных (вращательных и колебательных) состояний в ядрах вплоть до энергий 3-6 МэВ. Модель хорошо описывает плотность уровней, свойства нейтронных резонансов и позволяет рассчитывать равновесные деформации ядер как в основном, так и в возбужденном состоянии.

Статистическая модель ядра (Я. И. Френкель – 1936, Л. Л. Ландау – 1937) При более высокой энергии возбуждения (6-7 МэВ) число уровней в средних и тяжелых ядрах очень велико, а, следовательно,

расстояние между уровнями мало. Установить при этих условиях квантовые характеристики каждого отдельного уровня и невозможно, и не нужно. Целесообразно ввести понятие плотность уровней с данным спином, изоспином и т. д., т. е. число уровней с данными характеристиками, приходящихся на единичный интервал энергии. Зависимость плотности уровней энергии описывается с помощью статической (термодинамической) модели ядра, которая рассматривает возбуждение как нагрев ферми – газа (точнее, ферми – жидкости) нуклонов, связывая энергию возбуждения с температурой нагрева ядра. Эта модель неплохо описывает не только распределение уровней, но и распределение вероятностей излучения - квантов при переходе между высоколежащими возбужденными состояниями ядра атома. Статистическая модель ядра позволяет учесть и поправки, связанные с наличием в ядре оболочек.

Сверхтекучесть ядерного вещества. Сильное притяжение в состоянии пары нуклонов с полным угловым моментом $J=0$ и спином $S = 0$, приводит к сверхтекучести атомных ядер (О. Бор и Дж. Валатин - 1958). Следствия модели: появление щели в спектре одночастичных возбуждений ядер, уменьшение моментов инерции деформированных ядер по сравнению с их значением для "твёрдых" ядер и др. Так же, как спаривание электронов в металлах порождает сверхпроводимость, спаривание нуклонов приводит к сверхтекучести ядерного вещества. В безграничном ядре (ядерной материи) в единую «частицу» объединялись бы нуклоны с равными по величине, но противоположными по знаку импульсами и проекциями спинов. В реальных ядрах предполагается спаривание нуклонов с одними и теми же значениями квантовых чисел (j, l) и с противоположными проекциями полного момента вращения нуклона, равными $-j, -j+1, \dots, j-1, j$. Физическая причина спаривания - взаимодействие частиц, движущихся по индивидуальным орбитам, как это принимается оболочечной моделью. Одним из проявлений сверхтекучести - наличие энергетической щели между сверхтекучим и нормальным состоянием ядерного вещества. Величина этой щели определяется энергией связи пары (энергией спаривания), которая для ядерной материи составляет $\sim 1-2$ МэВ. В реальных ядрах наличие энергетической щели с определённой установкой трудно, поскольку спектр ядерных уровней дискретен и расстояние между оболочечными уровнями сравнимо с величиной щели.

Наиболее ярким указанием на сверхтекучесть ядерного вещества является отличие моментов инерции сильно несферических ядер от твердотельных значений. Теория сверхтекучести ядерного вещества объясняет как абсолютные значения моментов инерции, так и их зависимость от параметра деформации P . Она предсказывает скачкообразное возрастание момента инерции в данной вращательной полосе при некотором критическом спине I . Это явление, аналогичное разрушению сверхпроводимости достаточно сильным магнитным полем, пока не наблюдалось. Сверхтекучесть ядерного вещества сказывается и на других свойствах ядра: на вероятностях электромагнитных переходов, на положениях оболочечных уровней и т. п. Однако в целом сверхтекучесть ядерного вещества выражена в реальных ядрах не так ярко, как, например, явление сверхпроводимости металлов или сверхтекучесть гелия при низких температурах. Причина - ограниченность размера ядра, сравнимая с размером пары.

Кластерная модель. Модель нуклонных ассоциаций использует представление о кластерной (блочной) структуре атомного ядра. Эта модель возникла во 2-й пол. 30-х гг., когда были систематизированы данные об энергиях связи лёгких ядер и была обнаружена повышенную устойчивость к α -распаду ядер, имеющих равное и чётное число нейтронов и протонов. К их числу относятся ${}^8\text{Be}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{16}\text{O}$ и т. д. Многие возбуждённые состояния ядер с большой вероятностью распадаются с испусканием α -частиц. Дж. А. Уилер в 1937 предположил, что " α -частичное" ядро состоит из α -частичных кластеров (в простейшем варианте - α -частиц). Например считается, что ядро ${}^6\text{Li}$ значительную часть времени проводит в виде дейтрона и α -частицы, вращающихся относительно центра тяжести ядра. Эффекты α -частичных корреляций проявляются систематически лишь в ядрах с $A < 40$. В более тяжёлых ядрах имеются лишь отдельные и незначительные проявления этих эффектов. В лёгких ядрах возможно образование и других кластеров. Так, в некоторых случаях ядро ${}^6\text{Li}$ можно рассматривать как 2-частичную систему $\alpha + d$ (хотя большую точность имеет описание этого ядра как системы $\alpha + n + p$).

Оптическая модель ядра, используемая для описания упругого рассеяния нуклонов на ядрах, может рассматриваться как распространение оболочечной модели на состояния непрерывного спектра. Фазы рассеяния находятся решением уравнения Шрёдингера для частицы в комплексном ("оптическом") потенциале. Его действительная часть имеет тот же смысл, что и потенциал среднего поля в оболочечной модели, а мнимая часть описывает "поглощение" нуклона ядром, т. е. процессы превращения одночастичного состояния в состояния более сложной природы. По аналогии с рассеянием нуклонов оптическая модель применяется и для описания упругого рассеяния на ядрах более сложных частиц (дейтроны, ядра ${}^3\text{H}$, ${}^3\text{He}$, α -частицы). В этом случае точность описания дифференциальных сечений рассеяния хуже, чем в случае

нуклонов. Оптическая модель описывают прямые ядерные реакции, происходящие с характерными ядерными временами $\sim 10^{-22}$ - 10^{-23} с. Противоположный случай описывается моделью составного ядра, которая тесно связана со статистической моделью.

Описанные ядерные модели являются основными, охватывающими свойства большинства ядер. Они, однако, не достаточны для описания всех наблюдаемых свойств основных и возбужденных состояний ядер. Так, для объяснения спектра коллективных возбуждений сферических ядер привлекается модель поверхностных и квадрупольных колебаний жидкой капли, с которой отождествляется ядро (вибрационная модель). Все ядерные модели играют роль более или менее вероятных рабочих гипотез. Последовательное же объяснение наиболее важных свойств ядер на прочной основе общих физических принципов и данных о взаимодействии нуклонов остаётся пока одной из нерешенных фундаментальных проблем современной физики.

Создание различных ядерных моделей инициировалось экспериментальными фактами.

1. Плотность ядерного вещества приблизительно постоянна, причём радиус ядра пропорционален $A^{1/3}$, т.е. пропорционален числу частиц. Энергия связи $E_{св}$ нуклонов ядер примерно пропорциональна массовому числу A . Отсюда вытекает примерное постоянство средней энергии связи нуклона (удельной энергии связи) $E_{св}/A$. Эти свойства обусловлены природой ядерных сил, которые имеют конечный радиус действия и вызывают сильное взаимное притяжение нуклонов, находящихся друг от друга на расстоянии 2 - 0.5 ферми. При уменьшении этого расстояния начинают действовать очень сильные отталкивающие силы, что интерпретируется, как наличие "твёрдой сердцевины" у нуклона. Если бы между нуклонами действовали только силы притяжения, то происходило бы стягивание нуклонов, и ядро имело бы радиус примерно равный радиусу действия ядерных сил (независимо от общего числа нуклонов); при этом плотность ядра увеличивалась бы пропорционально массовому числу A , а его энергия связи росла бы как $\sim A^2$ (пропорционально числу связей нуклонов в таком ядре). В действительности "стягивание" нуклонов продолжается только до тех пор, пока эффекты притяжения не уравниваются эффектами отталкивания (насыщение ядерных сил). В результате между нуклонами устанавливается некоторое среднее расстояние (порядка $r_0 = 1.2$ ферми), что приводит к тому, что каждый нуклон взаимодействует только со своими ближайшими соседями. Откуда вытекает постоянство плотности ядерного вещества (~ 0.17 нуклон/ферми³ в середине ядра) и приблизительная пропорциональность $E_{св}$ массовому числу A . Состояние, в котором находится ядерное вещество, напоминает состояние классической жидкости или кристалла, где также насыщаются только не ядерные, а химические силы. Это дало основание для развития различных коллективных моделей ядра, в которых рассматриваются только те или иные коллективные степени свободы движения нуклонной системы. В этих моделях предполагается, что взаимодействие между соседними нуклонами настолько велико, что степени свободы индивидуальных нуклонов можно не учитывать. Первой из коллективных моделей была создана капельная модель ядра, в которой ядро уподобляется сферической капле несжимаемой заряженной ядерной жидкости.

2. Средняя длина пробега нуклонов в ядре велика по сравнению с расстоянием между ними и превышает размеры ядра. Это объясняется принципом Паули, который препятствует изменению состояний сталкивающихся нуклонов ядра. "Полупрозрачность" ядра видна, например, из экспериментов по рассеянию нейтронов на ядре. Действительно, полное сечение рассеяния нейтронов с ростом энергии нейтронов не спадает монотонно к предельному значению $2\pi R^2$, а испытывает сильные колебания по величине. Это свойство способствовало формированию других ядерных моделей: моделей независимых частиц, в которых, исходя из большой длины свободного пробега нуклона в ядре, предполагается, что взаимодействие нуклонов приводит к возникновению среднего ядерного поля, в котором частицы движутся независимо друг от друга. Самой простой из таких моделей является модель ферми-газа, которая учитывает конечный размер ядра, но пренебрегает влиянием ядерной поверхности на движение нуклонов.

3. Экспериментальные исследования выявили некоторую периодичность в изменении индивидуальных характеристик основных и возбужденных состояний ядер (энергии связи, спины, магнитные моменты, четности, некоторые особенности α - и β -распада, размещение ядер-изомеров среди остальных ядер и др.). Периодичность подобна периодичности свойств электронных оболочек атома и определяется магическими числами нуклонов: 2, 8, 20, 50, 82, 126. Для объяснения этих фактов продуктивным оказался вариант модели независимых частиц, в котором рассматривается движение нуклонов в сферически симметричном потенциале и точно учитываются граничные условия. Эта модель названа моделью оболочек, так как вычисляемые в ней одночастичные уровни энергии распадаются на несколько групп (аналог электронных оболочек атома), разделенных достаточно широкими энергетическими интервалами. Она позволяет объяснить периодичность свойств ядра, задаваемую магическими числами A . В современных вариантах модели оболочек учитывается остаточное взаимодействие между нуклонами, не вошедшее в среднее ядерное

поле (обычно только между нуклонами, находящимися в незаполненной валентной оболочке). Это позволяет объяснить происхождение коллективных возбуждений ядра (таких как квадрупольные колебания поверхности ядра, гигантский дипольный резонанс и т.д.). Часто модель оболочек комбинируется с коллективной моделью. Наиболее известный пример - обобщенная модель Бора-Моттельсона.

4. Свойства ядер существенно меняются при изменении на единицу числа входящих в них протонов (Z) или нейтронов (N). Так, при изменении четности нуклонных компонент ядра скачкообразно меняются энергии отделения нейтрона и протона. Наиболее сильно связаны четно-четные ядра; вторую по устойчивости группу составляют четно-нечетные и нечетно-четные ядра (ядра с нечетным массовым числом A) и, наконец, слабее всего связаны нечетно-нечетные ядра. Все четно-четные ядра в основном состоянии имеют нулевые спины, тогда как для нечетно-нечетных ядер, также образующих Бозе-систему, это необязательно. Это свойство нашло объяснение в сверхтекучей модели ядра, где учитываются короткодействующие остаточные силы, приводящие к спариванию нейтронов с нейтронами и протонов с протонами.

1.2 История развития моделей ядра

Первой моделью ядра была **капельная** модель, описывающая взаимодействие нуклонов в ядре, по аналогии с взаимодействием молекул в капле жидкости. Основу жидко-капельной модели ядра заложил в 1935 Карл фон Вейцзеккер (автор теории изометрии атомных ядер и один из самых активных сторонников создания немецкой атомной бомбы), предложив свою известную формулу для энергии связи ядра. В 1936 Н. Бор, исходя из существования нейтронных резонансов, сформулировал представление о характере протекания ядерных реакций: он предположил существование составного ядра («компаунд-ядра»), т. е. возбужденного состояния ядра с временем жизни порядка времени движения нейтрона через него. Тогда механизм реакций включает два этапа: 1) образование составного ядра, 2) его распад. Эти стадии протекают независимо друг от друга, что обусловлено равновесным перераспределением энергии между степенями свободы компаунд-ядра. Это позволило применить статистический подход к описанию поведения ядер, вычислить сечения ряда реакций, и интерпретировать распад составного ядра в терминах испарения частиц, создав по предложению Я. Френкеля капельную модель ядра. Френкель в 1937 ввёл представление о температуре атомных ядер и разработал статистическую теорию тяжёлых ядер, а в 1939 развил электрокапиллярную теорию тяжёлых ядер и предсказал явление их спонтанного деления.

Капельная модель справедлива лишь при малых энергиях возбуждения (при больших расстояниях между резонансами - уровнями ядра). В 1939 Н. Бор совместно с Р.Пайерлсом и Г. Плачеком показал, что при перекрытии резонансов компаунд-ядра равновесие в системе не успевает установиться, и две стадии реакции перестают быть независимыми, т. е. характер распада промежуточного ядра определяется процессом его формирования. Развитие теории в этом направлении привело к созданию в 1953 В.Вайскопфом, Г.Фешбахом и К.Портером «оптической модели ядра», описывающей ядерные реакции в широком диапазоне энергий.

Джон Уиллер (открыл деление ^{235}U под действием тепловых нейтронов, обосновал возможность цепной реакции деления, развил методы управления атомным реактором, предсказал существование мезоатомов, в 1953 вместе с Д. Хилом развил коллективную модель ядра) в 1939 вместе с Н.Бором в рамках капельной модели разработал теорию деления атомного ядра. Количественная теория деления ядер Бора-Уиллера основывалась на модели составного ядра и представлениях о критической деформации ядра, ведущей к его неустойчивости и распаду. Для некоторых ядер эта критическая величина может быть равна нулю, что выражается в распаде ядра при сколь угодно малых деформациях. Теория позволила получить зависимость сечения деления от энергии, совпадающую с экспериментальной. Кроме того, Бору удалось показать, что деление ядер урана-235 вызывается «медленными» (низкоэнергетичными) нейтронами, а урана-238 - быстрыми.

Одновременно с представлением о составном ядре Бор (совместно с Ф.Калькаром) предложил рассматривать коллективные движения частиц в ядрах, противопоставив их картине независимых нуклонов. Колебательные моды жидкокапельного типа находят отражение в спектроскопических данных (в частности, в мультипольной структуре ядерного излучения). Идеи о поляризуемости и деформациях ядер были положены в основу обобщенной (коллективной) модели ядра, развитой в начале 1950-х годов О.Бором, Б.Моттельсоном и Д. Рейнуотером.

Модель оболочек была вызвана к жизни тем удивительным фактом, что свойства ядер, подобно свойствам атомов, обнаруживают определенную периодичность при изменении числа составляющих их нуклонов. Впервые на особую устойчивость ядер с магическим числом нейтронов или протонов обратили внимание Бартлет (1932) и Эльзассер (1933). Эльзассер попытался понять стабильность магических ядер, предполагая, что нуклоны, подобно электронам в атоме, движутся независимо друг от друга в одночастичной потенциальной яме. Однако он смог объяснить только три первых магических числа: 2, 8 и 20. Работа

Эльзассера осталась незамеченной, так как в то время ещё не было накоплено достаточно экспериментальных данных и кроме того его предположение казалось совершенно невероятным, поскольку в ядре, в отличие от атома, нет выделенного силового центра, а короткодействующий характер ядерных сил, казалось бы, исключал введение результирующего среднего потенциала.

С течением времени, однако, накапливались все новые и новые экспериментальные доказательства существования оболочечной структуры ядер и, наконец, в 1949 Марией Гепперт-Майер и Ханс Йенсен сделали решающий шаг в становлении оболочечной модели. Они поняли, что для объяснения заполнения ядерных оболочек при $N, Z=50, 82$ и $N = 126$, необходимо учесть так называемое спин-орбитальное взаимодействие: взаимодействие спина нуклона с его орбитальным моментом количества движения. Благодаря этому им удалось воспроизвести наблюдаемые в эксперименте магические числа нуклонов. Далее они указали на важность учёта принципа Паули при рассмотрении движения нуклона в ядре: принцип Паули препятствует потере энергии нуклоном при столкновении, так как низколежащие одночастичные состояния заняты, поэтому средняя длина свободного пробега нуклона оказывается больше размеров ядра, что позволяет говорить об индивидуальных орбитах нуклонов. Из-за спин-орбитального взаимодействия нуклонов, в результате чего в ядре образуются оболочки с возможным количеством нуклонов 2, 6, 10 и т. д. При заполнении очередной оболочки получается чрезвычайно стабильная конфигурация ядра.

Оболочечная модель ядра основана на представлении о ядре, как о системе нуклонов, независимо движущихся в среднем поле ядра, создаваемом силовым воздействием остальных нуклонов. Эта модель возникла по аналогии с атомной моделью оболочек и первоначально была призвана объяснить обнаруженные экспериментально отклонения от формулы Вейцзеккера и существование *магических ядер*, для которых N и Z соответствуют наиболее выраженным максимумам энергии связи. В отличие от капельной модели, которая практически сразу возникла в законченном виде, оболочечная модель претерпела длительный период поиска оптимальной формы потенциала среднего поля, обеспечивающего правильные значения магических чисел.

М.Гепперт-Майер так описывала движения нуклонов в ядре: Представьте себе комнату с вальсирующими парами. Предположим, что они вальсируют в комнате по окружностям, одни из которых лежат внутри других. Теперь представьте, что вы можете поместить на одну окружность две пары, если одна из них будет описывать круг по часовой стрелке, а другая против часовой стрелки. Пусть пары, по мере движения по окружностям, кроме того, кружатся вокруг своей оси. Но не все пары из тех, что описывают круг по часовой стрелке, также вращаются по часовой стрелке - некоторые вращаются против часовой стрелки. То же самое происходит и с парами, описывающими окружность против часовой стрелки, - некоторые вращаются по часовой, некоторые против часовой стрелки.

2. КАПЕЛЬНАЯ МОДЕЛЬ СТРОЕНИЯ ЯДРА

Эту модель предложил в 1936 Н.Бор для объяснения больших времен жизни возбужденных ядер тяжёлых элементов, образующихся при захвате медленных нейтронов. Времена жизни оказались в миллион раз больше времени, необходимого нейтрону, чтобы пересечь ядро (10^{-22} с). Это свидетельствует о том, что возбужденное ядро представляет собой некую систему («составное ядро»), время существования которой намного больше времени её образования. Ядерная реакция протекает в две стадии. На первой падающая частица входит в ядро-мишень, образуя «составное ядро», где в многочисленных столкновениях теряет свою первоначальную энергию, распределяя её среди других нуклонов ядра. В результате ни у одной из частиц не оказывается энергии, необходимой для вылета из ядра. Вторая стадия, распад составного ядра, происходит спустя некоторое время, когда энергия случайно сконцентрируется на одной из частиц или потеряется в виде гамма-излучения. Вторая стадия не зависит от деталей механизма образования составного ядра. Вид распада определяется игрой возможных вариантов.

В качестве простой аналогии этой картине ядерной реакции рассматривается поведение капли. Между молекулами такой капли действуют силы, связывающие их друг с другом и препятствующие испарению, пока не будет подведено тепло извне. Появление еще одной молекулы, обладающей дополнительной кинетической энергией, приводит в результате её статистического перераспределения к увеличению температуры капли как целого. Спустя некоторое время случайная концентрация энергии на какой-либо молекуле может привести к её испарению. Модель позволила построить последовательную картину разнообразных ядерных реакций, в том числе реакций под действием нейтронов и заряженных частиц промежуточных энергий (до 100 МэВ). Полезными оказались понятия ядерной температуры, удельной теплоёмкости и испарения частиц. Например, угловое распределение «испарившихся» частиц оказалось не зависящим от направления падающей частицы, т.е. изотропным, поскольку вся информация о первоначальном направлении теряется на стадии существования составного ядра.

Капельная модель наилучшим образом описывает поведение **возбужденных** ядер. Атомное ядро рассматривается как сферическая капля несжимаемой заряженной жидкости радиуса $R=r_0A^{1/3}$. Основанием

для аналогии с жидкостью послужило то, что плотность ядерного вещества у всех ядер вблизи линии стабильности приблизительно одинакова, что говорит о его несжимаемости. Постоянство удельной энергии связи нуклонов в ядре углубляет аналогию: химические силы, действующие между молекулами в жидкости, и ядерные силы, действующие между нуклонами в ядре, являются короткодействующими. Кроме того, с жидкостью ядерное вещество сближает и свойство насыщения ядерных сил (энергия связи ядер приблизительно пропорциональна массовому числу). При расчёте энергии связи ядра учитываются объёмная, поверхностная и кулоновская энергии. Дополнительно учитываются выходящие за рамки чисто капельных представлений энергия симметрии и энергия спаривания.

Ядра имеет достаточно чётко определенный радиус $R \sim A^{1/3}$, из чего следует практически одинаковая (не зависящая от A) концентрация нуклонов в ядрах:

$$n = \frac{A}{V} = \frac{A}{(4/3)\pi R^3} = \frac{A}{(4/3)\pi r_0^3 A} = \frac{3}{4\pi r_0^3} \approx 10^{38} \text{ см}^{-3}, \quad (1)$$

одинаковая плотность ядерного вещества

$$\rho = m_N \cdot n = 1,66 \cdot 10^{-24} \cdot 10^{38} \approx 10^{14} \text{ г/см}^3 = 10^8 \text{ т/см}^3 \quad (2)$$

и одинаковые средние расстояния между нуклонами:

$$\delta = \sqrt[3]{\frac{V}{A}} = \sqrt[3]{10^{38}} \approx 2 \cdot 10^{-13} \text{ см} \quad (3)$$

Эти цифры говорят о совершенно необычном с точки зрения макроскопических тел, состоянии ядерного вещества (например, для обычных твердых тел $n \approx 10^{22} \text{ см}^{-3}$, $\rho \approx 10 \text{ г/см}^3$, $\delta \approx 5 \cdot 10^{-8} \text{ см}$).

Экспериментально установленное распределение удельных энергий связи ядер по значениям чисел нуклонов в ядре A имеет следующие характерные черты. 1. В широкой области ядер удельная энергия связи ε очень слабо зависит от A ; 2. Для ядер с малыми A удельная энергия имеет «спад». 3. Для тяжелых ядер средняя удельная энергия связи меньше, чем для средних, причем с ростом A наблюдается снижение ее величины. 4. Для ядер с $Z = N$ удельная энергия выше, чем для других ядер с тем же значением A . 5. Чётно-чётные (по Z и N) ядра имеют в среднем большие значения ε , чем нечётно-чётные, а нечётно-нечётные - меньшие.

Первая из перечисленных особенность распределения удельных энергий связи ядер - следствие насыщения ядерных сил. Вторая связана с тем, что связи нуклонов, находящихся на поверхности ядра, с другими нуклонами ядра не полностью насыщены. Чем больший процент нуклонов находится на поверхности ядра, тем больше «убыль» энергии насыщения. Третья особенность распределения ε объясняется тем, что протоны ядер участвуют не только в сильном (ядерном), но и в электромагнитном взаимодействии. Чем больше протонов, тем выше энергия кулоновского отталкивания. Четвертая и пятая особенности распределения - следствия оболочечной структуры ядра и симметрий, связанных с реализацией в ядре принципа Паули.

Основным результатом капельной модели является полуэмпирическая формула Вейцеккера для энергии связи ядра, в которую для получения лучшего согласия с наблюдаемыми величинами пришлось добавить члены, никоим образом не связанные с капельной моделью. Эта формула позволяет с хорошей точностью (<1%) вычислять энергию связи ядер по заданным значениям A и Z :

$$\Delta W(A, Z) = a_1 A - a_2 A^{2/3} - a_3 \frac{Z^2}{A^{1/3}} - a_4 \frac{(A - 2Z)^2}{A} + \delta a_5 A^{-3/4}, \quad (4)$$

где a_1, \dots, a_5 , и δ - постоянные величины. Коэффициенты, a_1, \dots, a_5 подбираются таким образом, чтобы получить наилучшее согласие со значениями энергии связи для большинства всех известных ядер. Поскольку такая процедура может быть проведена по-разному, существует несколько наборов коэффициентов формулы Вейцеккера. Коэффициент a_3 может быть вычислен теоретически. Приведём их величины: $a_1 = 15,75 \text{ МэВ}$; $a_2 = 17,8 \text{ МэВ}$; $a_3 = 0,71 \text{ МэВ}$; $a_4 = 23,7 \text{ МэВ}$; $a_5 = 34 \text{ МэВ}$.

Замечание. Следует обратить внимание, что в формуле Вейцеккера для энергии связи есть член, связанный с принципом запрета Паули. Заполнение всех низших состояний приводит к условию $A=2Z$ (т.е. к равенству числа протонов и нейтронов). Так как нейтронные и протонные уровни энергии для данных квантовых состояний сопоставимы, то общая более низкая энергия может быть получена скорее при заполнении ими обоими одного и того же уровня, чем при расположении одного или более нуклонов на высокоэнергетических квантовых уровнях. Принцип Паули одобряет чётные числа нейтронов и протонов: ожидается, что пара фермионов будет иметь противоположно направленные спины и, следовательно, не будут вносить вклад в полный спин. Это даёт ещё один член в формуле Вейцеккера.

Рассмотрим последовательно физический смысл всех членов формулы Вейцеккера.

Первое слагаемое $a_1 A$ в энергии связи ядра, подобного жидкой капле, пропорционально массовому числу A и описывает примерное постоянство удельной энергии связи ядер. Это предполагает, что все нуклоны в ядре равноценны. Примерно линейная зависимость энергии связи ΔW от A , отражает свойство насыщения ядерных сил. Однако, обращает внимание отличие в два раза коэффициента a_1 от 8 МэВ – приблизительной величины энергии связи для большинства стабильных нуклидов. Это вызвано учётом поправок на уменьшение энергии связи, которое даётся вторым, третьим и четвёртым членами формулы Вейцеккера.

Второй член $a_2 A^{2/3}$ учитывает, что не все нуклоны в ядре равноценны и даёт поправку на уменьшение полной энергии связи, обусловленную тем, что часть нуклонов находится у поверхности ядра. Поверхностная энергия ядра уменьшает полную энергию связи, т. к. нуклоны, находящиеся на поверхности имеют меньше связей, чем частицы внутри ядра. Это аналог поверхностного натяжения. Нуклоны в поверхностном слое не испытывают насыщения всех своих возможных связей, т. к. испытывают одностороннее притяжение вглубь ядра. Количество периферийных нуклонов определяется поверхностью ядра $S \sim R^2$, которая пропорциональна $A^{2/3}$.

Третий член $a_3 Z^2/A^{1/3}$ в формуле определяет взаимное кулоновское расталкивание протонов, энергия которого пропорциональна Z^2/R . В модели предполагается, что электрический заряд протонов равномерно распределен внутри сферы радиуса $R=r_0 A^{1/3}$. Кулоновские силы не испытывают насыщения, и каждый из Z протонов взаимодействует со всеми остальными $Z-1$; таким образом $Z(Z-1) \approx Z^2$. Коэффициент a_3 может быть вычислен на основании представления о равномерном распределении электрического заряда по объёму сферы радиуса R :

$$a_3 \frac{Z^2}{A^{1/3}} = \frac{3}{5} \cdot \frac{(Ze)^2}{R} \quad (5)$$

Это соотношение позволяет найти коэффициент a_3 , если известна величина R или, наоборот, подсчитать радиус ядра R по известному коэффициенту a_3 для всех ядер. Если принять $r_0 = 1,3 \cdot 10^{-13}$ см, то величина $a_3 = 0,66$ МэВ.

Если ограничиться только этими тремя слагаемыми, следующими из капельной модели, то оказывается, что устойчивость ядра должна возрастать с увеличением числа нейтронов в ядре при заданном числе протонов. Однако экспериментальные данные указывают на иную тенденцию. Четвертое слагаемое - энергия симметрии ядра отражает тенденцию к стабильности ядер с $N=Z$. Этот член - поправка на *энергию симметрии*, уже не следует из модели жидкой капли и отражает наблюдаемую в природе тенденцию к симметрии в строении ядер. При отсутствии кулоновских сил максимум удельной энергии связи $\bar{\epsilon}$ при фиксированном A соответствовал бы всем ядрам с равным числом протонов Z и нейтронов N (*эффект симметрии*), т.е. $Z = N = A/2$. Это обусловлено зарядовой независимостью ядерных сил, и необходимостью выполнения принципа Паули для двух нуклонов, которые имеют спин $1/2$. Равное число протонов и нейтронов у легких ядер, лежащих на дорожке стабильности, когда энергия кулоновского расталкивания мала, подтверждает это положение. Однако при возрастании числа протонов с $280 Z > 20$ кулоновские силы начинают играть все более заметную роль, и компенсация расталкивающего действия кулоновских сил (величина которых $\sim Z^2$) теперь происходит за счет увеличения дополнительного числа нейтронов и, следовательно, увеличения сил ядерного притяжения. Стало быть, в стабильных ядрах, $Z > 20$ число нейтронов должно быть больше числа протонов. Т. К. кулоновская энергия уже учтена в третьем члене, то четвертый член действителен также для средних и тяжелых ядер. Отклонение от равенства $Z=A/2$ в любую сторону ведет к уменьшению удельной энергии $\bar{\epsilon}$ связи ядра (A, Z) и четвёртый член в формуле должен быть отрицательным. Поэтому разность $(N - Z)$ необходимо возвести в квадрат и разделить на A (отнести к одному нуклону). Так как $N = A - Z$, то четвёртый член приобретает вид $a_4 \cdot (A - 2Z)^2/A$.

Пятое слагаемое - энергия спаривания учитывает повышенную стабильность основных состояний ядер с чётным числом протонов и/или нейтронов. Этот член отражает распространенность стабильных элементов и учитывает эффект спаривания одинаковых нуклонов. Ядра, у которых числа N и Z - чётные (Ч-Ч ядра) имеют удельную энергию связи примерно на 1 МэВ большую, чем соседние ядра, у которых либо N , либо Z - нечётные (Ч-Н и Н-Ч ядра). Ядра с нечётным числом протонов, и нейтронов (Н-Н ядра) имеют наименьшую удельную энергию связи среди соседних ядер. Стабильных ядер последнего типа известно всего четыре. Потому величина δ в пятом члене формулы Вейцеккера принимает три

$$\text{значения: } \delta = \begin{cases} +1 & \text{для Ч-Ч ядер (A-чётное)} \\ 0 & \text{для Ч-Н и Н-Ч ядер (A-нечётное)} \\ -1 & \text{для Н-Н ядер (A-чётное)} \end{cases}$$

Таким образом, для четных A формула (4) двузначна.

По формуле Вейцеккера, задав A и Z можно:

Вычислить массу ядра.

$$M(A,Z) = Zm_p + (A-Z)m_n - \Delta W(A,Z) \quad (6)$$

если энергию связи ядра рассчитать по формуле (4).

2. Найти удельную (среднюю) энергию связи $\bar{\epsilon}$ нуклона для любого нуклида.

3. Найти среднюю энергию связи (отделения) протона и нейтрона в ядре

$$\epsilon_p(A,Z) = m_p(A-1, Z-1) - \Delta W(A,Z) = \Delta W(A,Z) - \Delta W(A-1, Z-1); \quad (7)$$

$$\epsilon_n(A,Z) = m_n(A-1, Z) - \Delta W(A,Z) = \Delta W(A,Z) - \Delta W(A-1, Z); \quad (8)$$

и любой группы связанных нуклонов, например α -частицы:

$$\epsilon_\alpha(A,Z) = m_\alpha(A-4, Z-2) - \Delta W(A,Z) = \Delta W(A,Z) - \Delta W(A-4, Z-2). \quad (9)$$

Если $\epsilon_\alpha < 0$, то получаем энергию α -распада.

4. Найти Z_0 нуклида, устойчивого по отношению к β -распаду, для любой группы ядер-изобар.

На **Рис. 1** представлена зависимость (6) массы ядра от Z для изобар, имеющих нечетное число нуклонов (a) и – четное число нуклонов (b). Кривые надо понимать условно, так как физический смысл имеют значения массы ядер только для дискретных значений Z . Переходы в состояния с меньшей массой показаны на рисунке стрелками. Кривая I на **Рис. 1 б**) соответствует нестабильным относительно β -распада нечётно-нечётным ядрам. Некоторые ядра могут испытывать как электронный распад, так и позитронный распад, или же E -захват.

На основании формулы (6) можно получить условие устойчивости ядер относительно β -распада. Очевидно, что наиболее устойчивые изобары должны иметь минимальную массу M при заданном числе A нуклонов. Положение минимума

$$Z_0 = \frac{A}{1.98 + 0.015A^{2/\beta}} \quad (10)$$

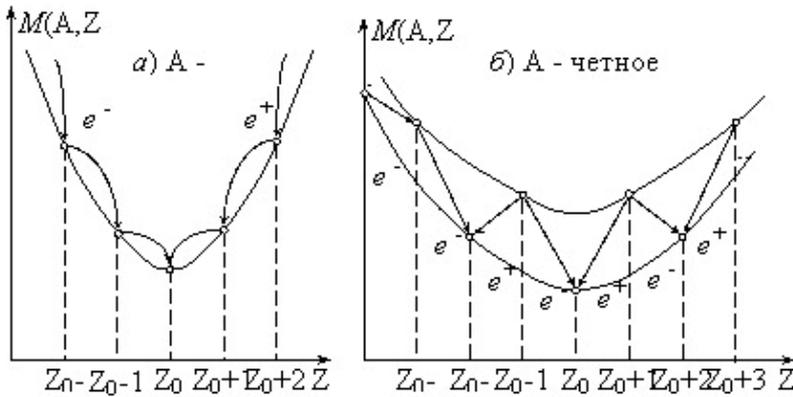


Рис. 1. Зависимость массы ядер от их заряда.

Выражение (10) - уравнение дорожки стабильности. Оно позволяет определять Z_0 для заданных A с точностью ± 1 . Из (10) следует, что для β -стабильных ядер при малых значениях A (лёгкие ядра) $Z_0 \approx 0,5A$, а для тяжелых ($A = 238$) $Z_0 \approx 0,39A$.

Проникновение нуклона в ядро-каплю приводит из-за малой сжимаемости ядерного вещества к коллективному движению нуклонов, вызывающих деформацию ядра без изменения его объема, в результате чего оно принимает форму эллипсоида или более сложной фигуры и возможно возникновение колебаний ядерной жидкости.

В капельной модели, основываясь на ядерных реакциях, связанных с выбрасыванием внутриядерных частиц, ядро сравнивают с каплей жидкости, состоящей из ассоциированных молекул, на которую оно похоже, по ряду свойств, а процесс распада возбужденного ядра - с «испарением» внутриядерных частиц из возбужденного ядра. При этом предлагается, что в ядрах нуклоны сгруппированы в гелионы (ядра гелия) и тритоны (ядра трития).

У капельной модели есть ряд недостатков. Капельная модель учитывает коллективное взаимодействие нуклонов между собой, но совершенно не учитывает взаимодействия и свойства отдельных нуклонов. Поэтому она приводит к плавной зависимости свойств ядер от числа и состава нуклонов в ядре. Ряд свойств ядра – удельная энергия связи $\bar{\epsilon}(A,Z)$, спин ядра, магнитный и электрический моменты изменяются периодически от числа нуклонов в ядре. Чётно-чётные ядра в основном состоянии имеют нулевой спин, магнитный и электрический моменты. Капельная модель не объясняет наличия магических чисел, не даёт правильного описания возбужденных уровней легких и средних ядер, не объясняет асимметрию деления ядер, хотя и используется довольно плодотворно в теории деления ядер.

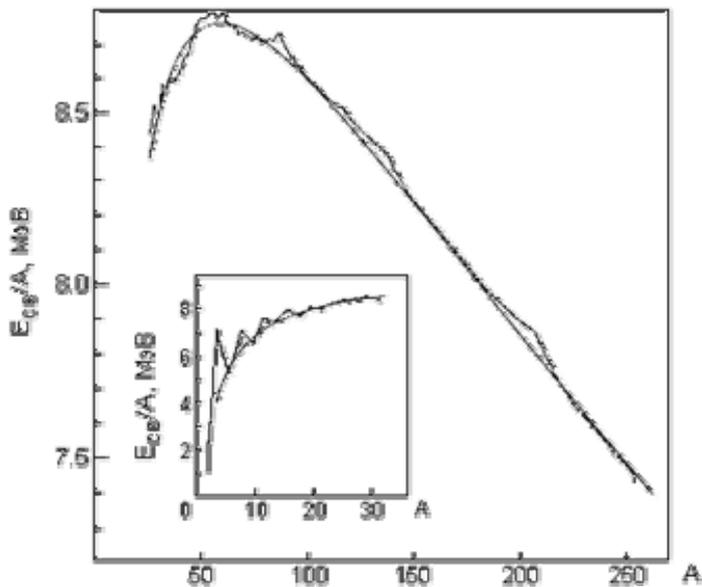


Рис. 2. Экспериментальные значения удельной энергии связи и расчёт по формуле Вейцзекера

Основная ценность капельной модели – объяснение вынужденного и спонтанного деления ядер. Применение капельной модели для описания деления мы рассмотрим в отдельной лекции.

3. ОБОЛОЧЕЧНАЯ МОДЕЛЬ ЯДРА

Оболочечная модель ядра описывает строение ядер, находящихся в основном, **стабильном** состоянии (в отличие от капельной модели, которая хорошо описывает **возбуждённые ядра**). Согласно этой модели, нуклоны в ядре располагаются по оболочкам, причём на каждой оболочке может находиться лишь определенное число нуклонов. Существуют две системы нуклонных энергетических уровней: одна -

для нейтронов, а другая - для протонов, причём каждый энергетический уровень заполняется нуклонами независимо друг от друга. Ядра атомов с полностью заполненными нуклонными оболочками, имеют повышенную устойчивость.

Нуклоны движутся независимо друг от друга в сферически-симметричной потенциальной яме. Собственные состояния нуклона в такой яме находят, решая соответствующее уравнение Шредингера. Эти состояния характеризуются квантовыми числами, которые определяют физические величины, сохраняющиеся при движении в сферически-симметричном поле. В основном состоянии ядра нуклоны заполняют самые низшие одночастичные состояния, причём, в соответствии с принципом Паули, в каждом одночастичном нейтронном (протонном) состоянии может находиться только один нейтрон (протон).

Оболочечная модель ядра – теория, основанная на представлении о ядре, как о системе нуклонов, движущихся в некотором среднем потенциальном поле, создаваемом другими нуклонами. Возникла в 1930-х гг. по аналогии с атомной моделью оболочек.

Современная модель **атома** строится в предположении о независимом (от других электронов) движении электрона в центральном электрическом поле. Поэтому можно предположить, что периодичность в свойствах **ядер** удастся объяснить в модели независимых частиц. Но ядро состоит из сильно взаимодействующим между собой нуклонов и, в отличие от модели атома, сама идея модели независимых частиц на первый взгляд представляется спорной.

Тем не менее, модель оболочек является в настоящее время наиболее развитой и успешной из ядерных моделей. С её помощью удалось понять, почему для некоторых ядер удельные энергии связи и, особенно, энергии отделения нуклонов превышают те же величины для ядер с близкими значениями Z и A . Ядра, для которых этот эффект проявляется особенно ярко - т.е. ядра, значительно более устойчивые, чем их «соседи», - называются **магическими ядрами**. У этих ядер числа протонов Z либо числа нейтронов $N = A - Z$ равны одному из следующих чисел: 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126 -т.н. **магическим числам**. Ядра, у которых и число протонов и число нейтронов - магические числа, называются дважды магическими и обладают особой устойчивостью. Однако и ряд других ядер, например, среди лёгких ядер, ядра ^{12}C , ^{28}Si также имеют значительно большие, чем соседние ядра, значения энергий отделения нуклонов.

Интерпретация плотно упакованного ядра в терминах орбит и оболочек кажется намного менее обоснованной, чем соответствующая модель оболочек для атомных электронов. Легко представить, что электроны в атоме могут заполнить много орбит, не сталкиваясь ни друг с другом, ни с ядром. Но наличие оболочечной структуры в ядре кажется удивительным, т.к. будучи плотно упакованными, сильно взаимодействующие частицы (протоны и нейтроны) должны постоянно сталкиваться друг с другом, непрерывно меняя направление движения и теряя энергию. Принцип Паули запрещает потерю энергии, т.к. только одна ядерная частица может занимать данное энергетическое состояние (два фермиона (нейтроны и протоны, имея спин $1/2$, являются фермионами), не могут занять одно квантовое состояние). В ядерной плотно упакованной материи, все низкоэнергетические состояния заполнены, поэтому частицы не могут принимать участие во взаимодействиях, которые будут понижать их энергию, т.к. нет никаких свободных низкоэнергетических состояний, на которые они могли бы перейти. Рассеяние за счёт внешней частицы, увеличивающее энергию нуклона, возможно, но рассеивание, понижающее энергию частицы, исключено принципом Паули. Если нет доступной «дырки», то столкновения частиц не будет. Поэтому средняя длина

свободного пробега нуклона оказывается больше размеров ядра, что позволяет говорить об индивидуальных орбитах нуклонов.

Таким образом, принцип Паули объяснил необходимость введения понятия оболочек для объяснения энергетических состояний ядра. Но оболочечная модель вводилась по требованию экспериментальных данных.

3.1 Экспериментальное обоснование оболочечной модели

Экспериментальные данные, стимулировавшие построение оболочечной модели были следующими.

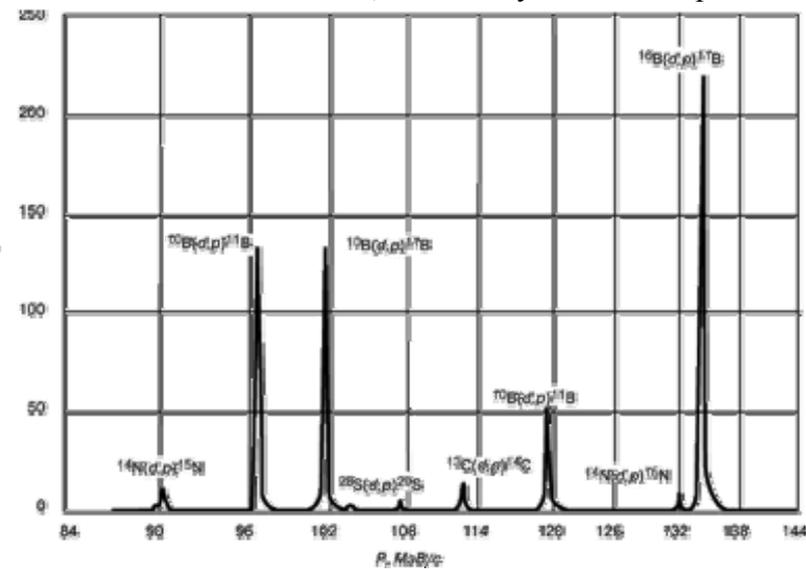
Ядра, содержащие магическое число нейтронов или протонов, т.е. 2, 8, 20, 50, 82, 126 (только для нейтронов), обладают повышенной удельной энергией связи по сравнению с «соседними» ядрами, являются сферически симметричными (имеют нулевой электрический квадрупольный момент), имеют большую распространённость в природе. Нуклиды с магическими ядрами имеют наибольшее число стабильных изотопов и изотонов. Ядра с магическими числами N поглощают нейтроны с вероятностью, меньшей в $10 \div 100$ раз, чем ядра с близкими значениями N . Периодичность изменения свойств ядер при изменении A и Z напоминает периодическое изменение свойств атомов от числа содержащихся в них электронов. Это наводит на мысль о наличии в ядрах устойчивых заполненных оболочек подобно тому, как это имеет место в атомах, где магическими являются числа 2, 10, 18, 36, 54, 86 для электронов в заполненных оболочках инертных газов. В обоих случаях физической причиной периодичности является принцип Паули.

Значения удельных энергий связи и энергий отделения протона и нейтрона от некоторых ядер с $A=12$, 13 и 16 приведены в Табл. 1.

Табл. 1. Значения удельных энергий связи и энергий отделения протона и нейтрона от некоторых ядер.

Ядро	^{12}C	^{13}C	^{13}N	^{16}O
E_{cb}/A , МэВ	7.67	7.45	7.22	7.96
E_n	18.7	4.95	20.1	15.66
E_p	15.9	17.4	1.9	12.13

Из таблицы видно, что хотя удельная энергия связи ядра ^{12}C меньше, чем у дважды магического ядра

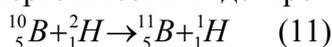


^{16}O , энергии отделения протонов и нейтронов для первого выше. Этот факт и аналогичные ему являются следствием оболочечной структуры ядра. Важным достижением ядерной модели оболочек является теоретическое объяснение значений спинов и чётностей основного и возбужденных состояний ядер.

Рис. 3. Спектр протонов, возникающих в реакции $^{10}\text{B}(d,p)^{11}\text{B}$. Величина N_p — число протонов, P — импульс протона. Слабые пики отвечают примесям азота, кремния и углерода.

Изучение ядерных реакций убедительно продемонстрировало существование энергетических уровней ядер. Эти уровни представляют собой состояния ядра с определенной энергией, которым приписаны определенные квантовые числа, как и энергетическим уровням атома.

О существовании у ядра дискретных энергетических уровней свидетельствует то, что возбуждение ядра, приводящее к испусканию излучения, происходит лишь при определенных энергиях бомбардирующих частиц, а также то, что энергии испускаемых частиц соответствуют переходам между определенными уровнями. Например, можно измерить число протонов, образующихся при бомбардировке бора-10 моноэнергетическими дейтронами в результате реакции



и определить их импульсы по отклонению в магнитном поле. Зарегистрированный спектр протонов из мишени, содержащей бор с примесями углерода, азота и кремния, и представлен на **Рис. 3**. Острые, резкие пики ясно показывают, что энергия ядра квантуется подобно энергии атома.

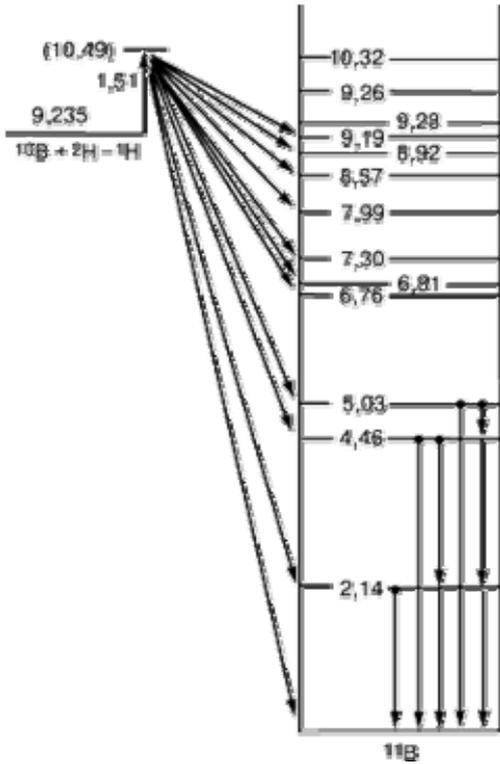


Рис. 4. Уровни энергии ядра ^{11}B . Энергия возбуждения ядра ^{11}B выражена в МэВ.

Однако, расстояние между энергетическими уровнями ядер значительно больше, чем между электронными уровнями атомов, а к ядерным излучениям, кроме электромагнитного, относятся также излучения электронов, протонов, альфа-частиц и др.

На **Рис. 4** приведена схема энергетических уровней ядра бор-11 (^{11}B) (энергии возбуждения выражены в МэВ). Неравномерность распределения ядерных энергетических уровней, не характерная для распределения атомных энергетических уровней, обусловлена более плотной упаковкой ядер и более сильным взаимодействием частиц внутри ядра. С возбужденных уровней, отвечающих ядру ^{10}B , бомбардируемому дейтронами с энергией 1,51 МэВ, могут происходить переходы на любой из уровней, расположенных ниже, сопровождаемые испусканием протонов. Если после испускания протона ядро ^{11}B остаётся в возбужденном состоянии, оно может затем распасться, переходя в наинижнее, «основное» состояние с испусканием одного или нескольких γ -квантов.

испусканием одного или нескольких γ -квантов.

3.2 Построение оболочечной модели

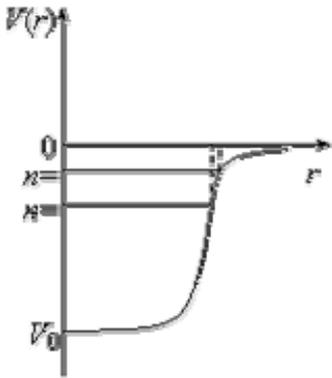


Рис. 5. Схема ядерного потенциала.

Основные предположения при построении оболочечной модели следующие.

1. Нуклоны двигаются в сферически симметричном самосогласованном поле ядерных сил, создаваемом всеми нуклонами ядра. Поэтому реальные силы, действующие между нуклонами, заменяются действием общего для всех нуклонов силового центра. Из-за тесного соседства нуклонов (расстояние между ними $\delta \approx 2 \cdot 10^{-13}$ см) и малого радиуса действия ядерных сил средний потенциал должен быть близок к однородному внутри ядра и быстро изменяться на границе ядра (**Рис. 5**). Обычно используется потенциал Вудса-Саксона, $V(r)$, совпадающий по форме с распределением плотности ядерного вещества в ядре:

$$V(r) = -\frac{V_0}{1 + \exp\left[\frac{\gamma - R_0}{\delta}\right]} \quad (12)$$

Следует учесть спин-орбитальное взаимодействие, которое выражается в том, что нуклон испытывает более интенсивное притяжение полем ядерных сил тогда, когда его векторы спина и орбитального момента направлены в одну сторону.

Полный момент импульса нуклона равен

$$\vec{j} = \vec{l} + \vec{s} \quad (13)$$

имеет максимальное значение $l + 1/2$ (спин нуклона равен $1/2$) при параллельных и минимальное $(l - 1/2)$ при антипараллельных орбитальном и спиновым моментах импульса.

Нуклоны, двигаясь в потенциальной яме, могут находиться на различных дискретных энергетических уровнях. Основному состоянию ядра соответствует полное заполнение самых нижних уровней. При движении нуклоны могут сталкиваться и обмениваться энергией, в результате чего энергия одного из нуклонов может уменьшиться и он должен оказаться на одном из более низких энергетических уровней. Но эти уровни уже заполнены и на них, согласно принципу Паули, другие нуклоны поместить нельзя. Этим

оправдывается предположение об отсутствии взаимодействия между нуклонами и, как следствие, возможность одночастичной характеристики их состояний с помощью набора квантовых чисел.

Наилучшие предсказания оболочечная модель даёт для ядер вблизи заполненных оболочек, для которых самосогласованный потенциал сферически-симметричный. Простейший вариант оболочечной модели - одночастичная оболочечная модель.

Перечислим основные положения одночастичной оболочечной модели. 1. Суммарный момент основного состояния чётно-чётного ядра (N и Z - чётные числа) равен 0. 2. Суммарный момент основных состояний ядер с нечётным A равен полному моменту j неспаренного нуклона. 3. Правило хорошо выполняется для ядер, у которых сверх заполненного состояния есть еще один нуклон, либо для заполнения последнего состояния недостает одного нуклона. Недостающий нуклон называется дыркой, и момент ядра определяется спином и чётностью этого недостающего нуклона. 4. Суммарный момент нечётно-нечётных ядер, неспаренные нуклоны которого находятся в одинаковых состояниях, равен удвоенному полному моменту неспаренного нуклона. 5. Энергия уровня с данным n растет с ростом l . 6. Спин орбитальное взаимодействие для параллельных \vec{l} и \vec{s} больше, чем для антипараллельных.

Состояние нуклона (одночастичное состояние) в потенциальной яме характеризуется квантовыми числами n, l, j, m_j и определенной чётностью. Число $n = 1, 2, 3, \dots$ - *главное квантовое число* нумерует энергетические уровни нуклона при заданном l . Чем больше энергия нуклона, тем больше n и тем больше среднее расстояние нуклона от центра ядра. Уровни с квантовыми числами орбитального момента $l = 0, 1, 2$, и т.д. (орбитальный момент может иметь только целочисленные значения обозначаются соответственно буквами s (не путать с обозначением спина), p, d, f и далее по алфавиту. По правилу сложения квантовомеханических векторов для $l \neq 0$ квантовое число j полного момента может иметь только два значения

$$j = l \pm 1/2. \quad (14)$$

В результате спин-орбитального взаимодействия каждый уровень с заданными n и $l \neq 0$ расщепляется на два подуровня с различными значениями энергии, которые всегда выражаются положительными полуцелыми числами: $1/2, 3/2, 5/2$, и т.д. Более высокому подуровню соответствует $j = l - 1/2$. Величина расщепления определяется величиной l , и поэтому оно особенно велико для больших орбитальных моментов. Через m_j обозначается проекция полного момента (азимутальное квантовое число), которая имеет $2j+1$ значений: $m_j = -j, -j+1, \dots, j-1, j$. Каждый из уровней обладает определенной чётностью $(-1)^l$, которая совпадает с чётностью квантового числа l .

Согласно оболочечной модели, каждый нуклон находится в ядре в определённом индивидуальном квантовом состоянии, характеризуемом энергией, моментом вращения j его проекцией m на одну из координатных осей и орбитальным моментом вращения $l = j \pm 1/2$ [чётность состояния нуклона $P=(-1)^l$]. Энергия уровня не зависит от проекции момента вращения на внешнюю ось. В соответствии с принципом Паули на каждом энергетическом уровне с моментами j, l может находиться $(2j+1)$ тождественных нуклонов (протонов и нейтронов), образующих «оболочку» (j, l). Полный момент вращения заполненной оболочки равен нулю. Поэтому если ядро составлено только из заполненных протонных и нейтронных оболочек, то его спин будет также равен нулю. Когда количество протонов или нейтронов достигает магического числа, отвечающего заполнению очередной оболочки, возникает возможность скачкообразного изменения некоторых характеризующих ядро величин (в частности, энергии связи). Это создаёт подобие периодичности в свойствах ядер в зависимости от A и Z , аналогичной периодическому закону для атомов. Физической причиной периодичности является принцип Паули, запрещающий двум тождественным фермионам (частицам с полуцелыми спинами) находиться в одном и том же состоянии. Оболочечная структура у ядер проявляется значительно слабее, чем в атомах, ибо в ядрах индивидуальные квантовые состояния частиц («орбиты») возмущаются взаимодействием («столкновениями») их друг с другом сильнее, чем в атомах.

Магнитный момент ядра

$$\mu = \mu_0 g J. \quad (15)$$

где μ_0 - ядерный магнетон, g - ядерный гиромагнитный множитель, J - момент количества движения.

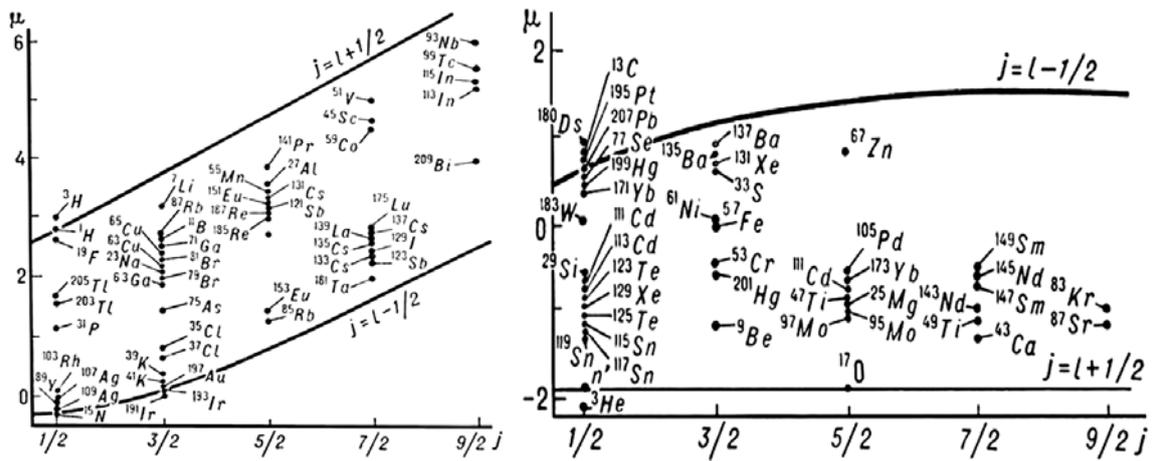


Рис. 6. Линии Шмидта и магнитные моменты нечетных ядер: а) ядра с нечетным числом протонов; б) ядра с нечетным числом нейтронов. Значения магнитных моментов выражены в ядерных магнетонах.

Для сравнения этой формулы с экспериментом строятся так называемые диаграммы Шмидта, представляющие $\mu_{\text{одн}}$ в зависимости от j при $j = 1 \pm 1/2$. Линии на этих диаграммах называются линиями Шмидта. На **Рис. 6** приведены диаграммы Шмидта и экспериментальные значения магнитного момента μ для нечётно-чётных и чётно-нечётных ядер.

Из **Рис. 6** видно, что, несмотря на существование больших отклонений, имеется определенная качественная связь между наблюдаемыми магнитными моментами ядер и предсказаниями одночастичной модели. Большинство моментов можно отнести к той или иной линии Шмидта. Это позволяет сделать заключения о величине спинов соответствующих ядер, которые находятся в согласии с экспериментом. Исключение составляют деформированные ядра с массовым числом $158 < A < 180$, для которых нельзя использовать сферический оболочечный потенциал. Очень информативным является то обстоятельство, что почти все экспериментальные данные располагаются между линиями Шмидта.

Этот факт может служить серьезным аргументом в пользу реализации в ядрах схемы jj -связи, на которой основана рассматриваемая одночастичная модель. Как и следовало ожидать, формула (15) лучше всего описывает магнитные моменты ядер, имеющих сверх заполненных нейтронных и протонных оболочек одну частицу или дырку (**Табл. 2**).

Табл. 2. Магнитные моменты ядер с одной частицей или дыркой сверх заполненных оболочек

Ядро	lj	$\mu_{\text{экс}}$	$\mu_{\text{одн}}$
^3H	$s_{1/2}^{-1}$	2.98	2.79
^3He	$s_{1/2}^{-1}$	-2.13	-1.91
^{15}N	$p_{1/2}^{-1}$	-0.28	-0.26
^{15}O	$p_{1/2}^{-1}$	0.72	0.64
^{17}O	$d_{5/2}$	-1.89	-1.91
^{17}F	$d_{5/2}$	4.72	4.79
^{39}K	$d_{3/2}^{-1}$	0.39	0.12
^{41}Ca	$f_{7/2}$	-1.59	-1.91
^{55}Co	$f_{7/2}^{-1}$	4.3	5.79
^{207}Pb	$p_{1/2}^{-1}$	0.59	0.64
^{209}Bi	$h_{9/2}$	4.08	2.62

Для ядер далеких от заполненных оболочек, напротив, наблюдаются значительные отклонения от линий Шмидта. Это указывает на необходимость модифицировать одночастичную оболочечную модель, т.к. магнитный момент ядра создаётся не только неспаренным нуклоном, но и другими частицами, с которыми он связан остаточными силами.

Итак, в оболочечной модели одночастичные состояния характеризуются следующими квантовыми числами:

$$n, l, j, m,$$

где n - главное квантовое число (оно нумерует одночастичные орбиты с одинаковыми lj в порядке возрастания их энергии); l - орбитальный момент количества движения нуклона; j - полный момент количества движения нуклона и m - проекция этого момента на ось z .

С целью учёта коллективных состояний, в оболочечную модель вводится понятие квазичастиц - элементарных возбуждений среды, эффективно ведущих себя во многих отношениях подобно частицам. При этом ядро рассматривается как квантовая жидкость, точнее как **ферми-жидкость** конечных размеров. Ядро в основном состоянии рассматривается как вырожденный **ферми-газ** квазичастиц, которые эффективно не взаимодействуют друг с другом, поскольку всякий акт столкновения, изменяющий индивидуальные состояния квазичастиц, запрещён принципом Паули. В возбуждённом состоянии ядра, когда 1 или 2 квазичастицы находятся на более высоких индивидуальных энергетических уровнях, эти частицы, освободив орбиты, занимавшиеся ими ранее внутри ферми-сферы, могут взаимодействовать как друг с другом, так и с образовавшейся дыркой в нижней оболочке. В результате взаимодействия с внешней квазичастицей может происходить переход квазичастиц из заполненных состояний в незаполненное, вследствие чего старая дырка исчезает, а новая появляется; это эквивалентно переходу дырки из одного состояния в другое.

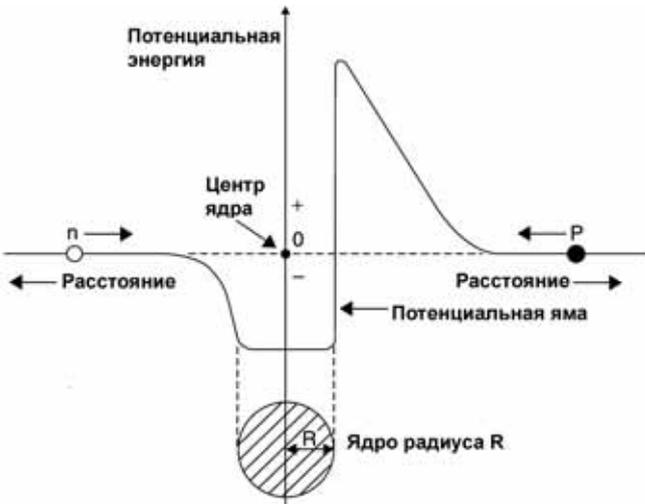
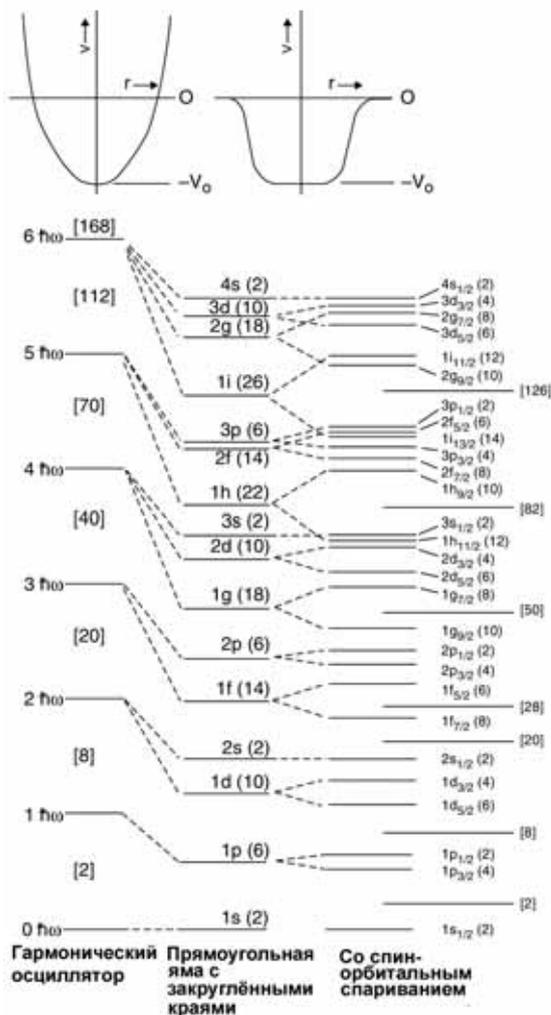


Рис. 7. Изменение потенциалов нейтрон-ядро и протон-ядро взаимодействий в зависимости от расстояния частицы от центра ядра.



Согласно оболочечной модели, основывающейся на теории квантовой **ферми-жидкости**, спектр нижних возбуждённых состояний ядер определяется движением 1-2 квазичастиц вне ферми-сферы и взаимодействием их друг с другом и с дырками внутри ферми-сферы. Этим самым объяснение структуры многонуклонного ядра при небольших энергиях возбуждения фактически сводится к квантовой проблеме 2-4 взаимодействующих тел (квазичастица - дырка или 2 квазичастицы - 2 дырки). Трудность теории состоит в том, что взаимодействие квазичастиц и дырок не мало и потому нет уверенности в невозможности появления низкоэнергетического возбуждённого состояния, обусловленного большим числом квазичастиц вне ферми-сферы.

Рис. 8. Энергии одно-частичных орбит в гармоническом осцилляторе и прямоугольной потенциальной яме со скруглёнными краями (в последней – с и без спин-орбитального спаривания). Цифры в круглых скобках – ёмкость орбит, а в квадратных скобках – кумулятивная ёмкость выше данной точки.

3.3 Ядерные потенциалы и энергетические уровни ядра

Комбинированное взаимодействие нейтронов и протонов может быть описано в терминах «ядерной потенциальной ямы». Поскольку протоны – заряженные частицы, а нейтроны – нет, рассматривают протоны и нейтроны, так как будто они находятся в отдельных потенциальных ямах (суперпозиция ям). Это – простая схема описания сил, действующих на нейтрон, брошенный в ядро. На больших расстояниях (более нескольких

фемтометров) никаких сил нет (нет изменений в потенциальной энергии). Когда нейтрон достигает «поверхности» ядра (или попадает под действие ядерных сил на расстоянии примерно 1 фм от «края» ямы), происходит взаимодействие с ближайшими нуклонами, и нейтрон захватывается ядром. Это взаимодействие быстро увеличивается в приповерхностной области по мере того, как нуклон входит в контакт с другими нуклонами, до тех пор, пока они не окружают его, и он не окажется внутри ядра. Потенциальная энергия остаётся практически постоянной пока нуклон движется внутри ядра и не приближается к его краям.

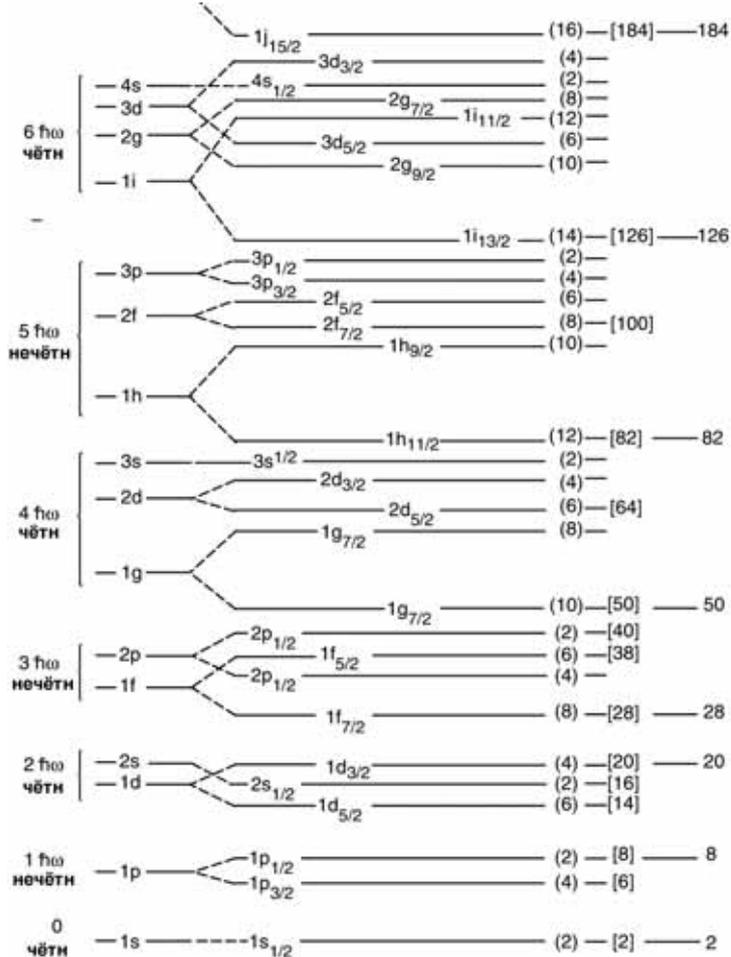
Другое поведение имеет место при внесении в ядро протона. Ядро сначала отталкивает протон дальнедействующими кулоновскими силами. Только при приближении протона почти вплотную к поверхности ядерное взаимодействие начинает пересиливать отталкивание. Ядерное взаимодействие будет усиливаться до тех пор, пока протон не окажется окружённым нуклонами, как это было и в случае нейтрона, но в данном случае всегда будет набор отталкиваний со стороны других протонов. Отталкивание уменьшает общее взаимодействие, поэтому потенциальная яма протона не столь же глубока, как у нейтрона.

В отличие от свободных частиц, для которых энергия может принимать любые значения (так называемый непрерывный спектр), связанные частицы (то есть частицы, кинетическая энергия которых меньше потенциальной), могут находиться в состояниях только с определёнными дискретными значениями энергий - дискретный спектр. Так как ядро - система связанных нуклонов, оно обладает дискретным спектром энергий. Обычно оно находится в наиболее низком энергетическом состоянии, называемым **основным**. Если передать ядру энергию, оно перейдёт в **возбуждённое состояние**.

Расположение энергетических уровней ядра в первом приближении:

$$D = ae\sqrt{E^*}, \quad (16)$$

где: D - среднее расстояние между уровнями, E^* - энергия возбуждения ядра, a и b - коэффициенты, постоянные для данного ядра: a - среднее расстояние между первыми возбуждёнными уровнями (для лёгких ядер примерно 1 МэВ, для тяжёлых - 0,1 МэВ), b - константа, определяющая скорость сгущения уровней при увеличении энергии возбуждения (для лёгких ядер примерно $2 \text{ МэВ}^{-1/2}$, для тяжёлых - $4 \text{ МэВ}^{-1/2}$).



С ростом энергии возбуждения уровни сближаются быстрее у тяжёлых ядер, чем у лёгких. Плотность уровней зависит от чётности числа нейтронов в ядре. Для ядер с чётными (особенно магическими) числами нейтронов плотность уровней меньше, чем для ядер с нечётными, при равных энергиях возбуждения первый возбуждённый уровень в ядре с чётным числом нейтронов расположен выше, чем в ядре с нечётным.

Рис. 9. Одночастичные энергетические уровни в оболочечном потенциале и спектроскопические обозначения состояний в грубой оболочечной модели. Угловые моменты спаривания представлены на левой стороне, а числа нуклонов, необходимые для заполнения каждой орбиты и каждой оболочки - на правой стороне. Приведено схематическое изображение уровней в потенциале Вудса-Саксона: слева без учета спин-орбитального взаимодействия, справа - с учетом. Фигурные скобки объединяют уровни, входящие в одну осцилляторную оболочку. В круглых скобках дано число вакантных мест для нуклонов одного сорта, в квадратных скобках приведено полное число частиц.

Форму ядерного потенциала можно определить методами квантовой механики на базе оболочечной модели ядра. Для грубой оценки состояний, которые «заполняют» потенциальную яму, можно представить ядро, как набор некоторых конечных уровней - стационарных состояний или орбиталей, аналогично электронам в потенциальной яме атома. Эта интерпретация переносит на ядро атомную оболочечную модель. Следует, однако, помнить, что ядро коренным образом отличается от атома, поэтому можно ожидать, что и энергетические уровни и их заполнения в ядре будут другими, чем в атоме.

В качестве первого приближения ядро рассматривают как сферический жёсткий контейнер (прямоугольная потенциальная яма). Потенциальная энергия предполагается точно равной нулю, если частица находится в пределах стен контейнера и стены так прочны и высоки, что частица не может их преодолеть. Аналогией является газ внутри малой сферической ёмкости.

Более полезным является потенциал гармонического осциллятора, имеющий параболическую форму. Этот потенциал, как и прямоугольный, имеет крутые бока, поэтому полезен только для низколежащих энергетических уровней. Особенность потенциала гармонического осциллятора – эквивалентно разнесённые в пространстве энергетические уровни. Этот потенциал не «насыщенный», он имеет закруглённое дно, что не удобно для описания больших ядер. Потенциал гармонического осциллятора применяется для лёгких ядер, и волновые функции гармонического осциллятора используются для расчётов ядерных реакций. Состояния гармонического осциллятора отмечаются общим угловым моментом, начинающимся с 0. Каждый уровень основного квантового числа формирует оболочку орбиталей. Энергетические щели между оболочками точно одинаковы, и все подуровни с данным основным квантовым числом вырождены. Число орбит задаётся выражением $2N+1$, где $N=0, 1, 2, \dots$. Принцип Паули требует, чтобы число нуклонов (фермионов), необходимых для заполнения каждой орбиты было рано 2 (как и для электронах на атомных орбитах), поэтому число нуклонов, необходимых для заполнения каждой оболочки, равно $2[2N+1]=2, 6, 10, \dots$. Это заполнение согласуется с увеличенной стабильностью легчайших ядер (^4He , ^{16}O), в которых нейтроны и протоны находятся на разных орбитах. Однако для тяжёлых ядер такого согласия нет.

Табл. 3. Оболочки сферического гармонического осциллятора

Оболочки N	Орбиты nl	Четность	Кратность вырождения	Полное число частиц
0	1s	+	2	2
1	1p	-	6	8
2	2s, 1d	+	12	20
3	2p, 1f	-	20	40
4	3s, 2d, 1g	+	30	70
5	3p, 2f, 1h	-	42	112
6	4s, 3d, 2g, 1i	+	56	168

Из **Табл. 3** видно, что одночастичные уровни осцилляторного потенциала дополнительно вырождены по квантовым числам nl . Это вырождение носит случайный характер. При изменении формы потенциала $V(r)$ - например, при использовании прямоугольной потенциальной ямы - состояния с разными l , входящие в одну и ту же осцилляторную оболочку, расщепляются по энергии, причём вниз опускаются состояния с максимальными l , поскольку переход от осцилляторной ямы к прямоугольной означает углубление ямы по краям, где находятся частицы с большими значениями l . Из таблицы также видно, что осцилляторные оболочки заполняются при числах нуклонов, равных 2, 8, 20, 40, 70, 112 и 168. Только три первых члена этой последовательности совпадают с наблюдаемыми в эксперименте магическими числами. Это указывает на необходимость модификации оболочечного потенциала.

Как видно из **Рис. 9**, ядерные оболочки отделены друг от друга широкими ($\approx \hbar\omega/2$) энергетическими интервалами. Это объясняет особую стабильность магических ядер, имеющих в основном состоянии заполненные нейтронные и (или) протонные оболочки.

Простой потенциал гармонического осциллятора был улучшен добавлением спин-орбитальной корреляции. Релятивистские частицы имеют тенденцию выравнивать свои орбитальные и внутренние угловые моменты (спины). Добавление спин-орбитального члена в ядерный потенциал гармонического осциллятора приводит к разделению или удалению вырожденности энергетических уровней в соответствии с их общими угловыми моментами ($j=l+s$). В случае ядра, состояния с параллельным спариванием и большими значениями общего углового момента являются преимущественными и более низкоэнергетическими по сравнению с обладателями малыми значениями общего спина для данной комбинации. Упорядочение энергетических уровней в оболочечной модели спин-орбитального/гармонического осциллятора показано на

Рис. 9 совместно с их спектроскопическими обозначениями. Каждое общее состояние углового момента имеет $2j+1$ подоболочку или проекцию углового момента ($m_j = -j, \dots, 0, \dots, +j$) (подобно значениям l для атомных электронов). Заметим, что мы всегда имеем отдельные состояния для нейтронов и протонов, и принцип Паули относится к состояниям двух нейтронов или двух протонов на каждой орбите.

Рассмотрим расположение нуклонов в этих состояниях оболочечной модели. Наинизший уровень называется $1s_{1/2}$, s для $J=0$, и $j=J+s=1/2$. Эти уровни имеют только $2l+1=m$ значений и могут разместить только два протона в протонной яме и два нейтрона в нейтронной яме. Следующие уровни: пара $1p_{3/2}$ и $1p_{1/2}$ в следующей более высокой оболочке ($N=1\hbar\omega$). ${}^4\text{He}$ представляет собой наименьшее ядро с полным заполнением обеих оболочек $N=0$ гармонического осциллятора для нейтронов и протонов и, как можно ожидать, это ядро будет иметь повышенную стабильность. Заполнение следующей оболочки происходит, когда заполняются оболочки $N=0\hbar\omega$ и $N=1\hbar\omega$. Это требует восемь протонов и восемь нейтронов, поэтому ${}^{16}\text{O}$ должно быть особо стабильным ядром. Другие полные заполнения оболочек будут происходить при 20, 28, 50, 82 и 126 нуклонах. Эти значения соответствуют нуклидам, имеющим необычно большое число изотопов и изотонов ввиду их повышенной стабильности. Несколько стабильных ядер имеют как полностью заполненные нейтронные и протонные оболочки, так и очень сильные связи (относительно их соседей по таблице изотопов). К ним относятся ${}^4\text{He}$, ${}^{16}\text{O}$, ${}^{40}\text{Ca}$ и ${}^{208}\text{Pb}$. Некоторые ядра с обеими заполненными оболочками, находятся за пределами стабильных ядер: ${}^{56}\text{Ni}$, ${}^{100}\text{Sn}$, ${}^{132}\text{Sn}$, ${}^{10}\text{He}$ и ${}^{28}\text{O}$.

Отметим, что лёгкие ядра чрезвычайно «хрупки» ввиду большого пространства между уровнями и относительно малого числа уровней. Малое число нуклонов весьма чувствительно к малым изменениям в конфигурациях и даёт мало возбуждённых состояний. Тяжёлые ядра намного более «упругие», поскольку имеют большое число уровней с близкими энергиями несколько различных конфигураций, и эти ядра почти всегда имеют очень большое число связанных возбуждённых состояний.

Диаграмма энергетических уровней, построенная в рамках оболочечной модели, позволяет предсказания основных состояний большого числа ядер. Сильное спаривание нуклонов на индивидуальных орбитах предсказывает, что полный спин всего ядра с чётным числом как протонов, так и нейтронов равен нулю. Чётности волновых функций всех этих ядер положительны. Поэтому спин основного состояния и чётность всех чётно-чётно ядер есть 0^+ . Все чётно-чётные ядра не имеют общего ядерного спина, и поэтому только некоторые ядра используют в ЯМР-исследованиях. Основные состояния ядер с нечётным A , с чётным числом одного вида нуклонов и нечётным числом другого вида, описываются спином и чётностью этого единственного нечётного нуклона. Эти предсказания часто являются корректными, т.к. одиночная вакансия или дырка на подоболочке даёт тот же угловой момент и чётность, как одиночная частица на той же подоболочке. Однако, полностью заполненная подоболочка имеет спин 0, поэтому, при добавлении одной частицы для достижения данного значения j , будет тот же спина, что и при удалении одной частицы из полностью заполненной подоболочки.

Во всех возбуждённых состояниях ядро может находиться лишь конечное время, до тех пор, пока возбуждение не будет снято тем или иным путём. Состояния, энергия возбуждения которых меньше энергии связи частицы или группы частиц в данном ядре, называются **связанными**, в этом случае возбуждение может сниматься лишь гамма-излучением. Состояния с энергией возбуждения, превышающей энергию связи частиц, называются **квазистационарными**. В этом случае ядро может испустить частицу или гамма-квант.

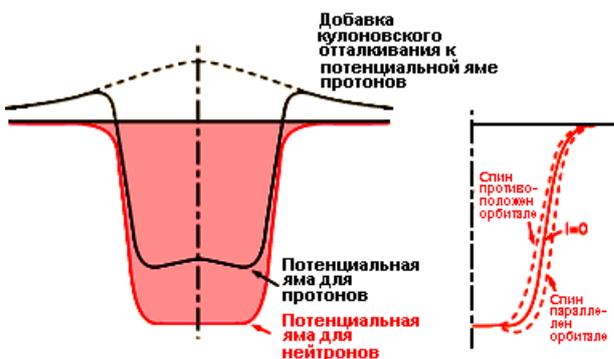
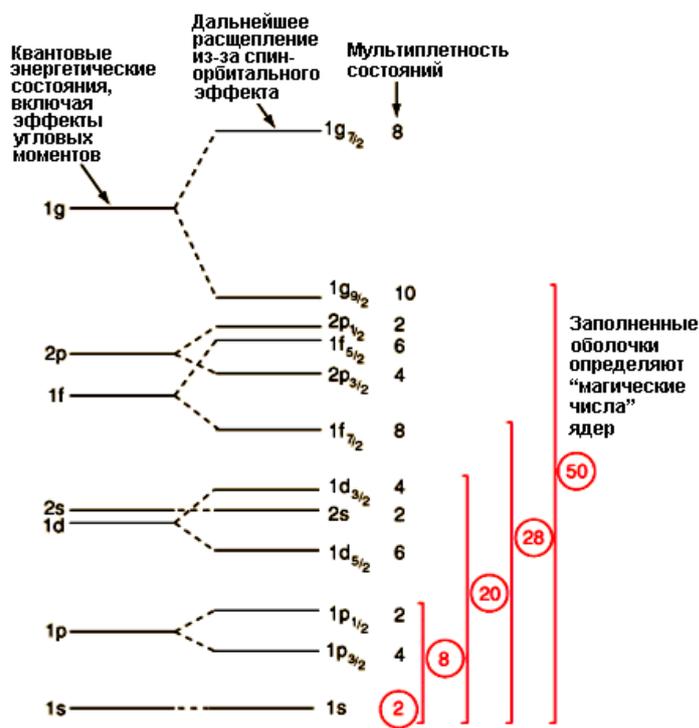


Рис. 10. Потенциальные ямы для протонов и нейтронов в атомном ядре.

Поскольку ядерные силы - силы короткодействующие, зависимость потенциала самосогласованного поля от расстояния до центра ядра подобна зависимости от радиуса плотности распределения ядерной материи. Кроме того, потенциал должен быть потенциалом притяжения. В модели оболочек предполагается, что нуклоны движутся независимо друг от друга в сферически-симметричной потенциальной яме, созданной силами всех других нуклонов. В первом приближении потенциал пропорционален ядерной плотности и, следовательно, может быть описан потенциалом Вудса-Саксона

$$V = \frac{-V_0}{1 + \exp\left(\frac{r-R}{a}\right)} \quad (17)$$



где грубые оценки параметров: $V_0 \approx 57$ МэВ, $R \approx A^{1/3}$ ферми, $a \approx 0,65$ ферми.

Следует ещё учесть спин-орбитальное взаимодействие (Рис. 10). Если спин - противоположен орбитальному угловому моменту, то эффективная потенциальная яма сужается, увеличивая энергию. Это видно по спин-орбитальному расщеплению уровней (Рис. 11).

Рис. 11. Заполнение энергетических уровней ядра нуклонами.

Решение для гармонического потенциала в квадратной потенциальной яме даёт серию энергетических уровней. Однако обозначения уровней несколько отличаются от соответствующих символов для атомных энергетических уровней. Принцип запрета Паули действует в случае ядерных частиц точно так же, как и в случае электронов, но в модели оболочек он приводит к тому, что на первой оболочке могут находиться только два протона и два нейтрона, на второй – по шести обеих частиц (заполнена у ^{16}O) и на третьей

по десяти (заполнена у ^{36}Ar). Наличие периодичности в структуре ядер проявляется и дальше, хотя и с некоторыми отступлениями.

Энергетические уровни ядра увеличиваются с ростом квантового числа, ответственного за орбитальный угловой момент, $l, s, p, d, f \dots$ символы используются для $l=0,1,2,3 \dots$ точно так же как в случае атома. Но в оболочках ядра нет никакого физического аналога основному квантовому числу n , поэтому числа, связанные с уровнем, только начинаются при $n=1$ для самого низкого уровня, связанного с данным орбитальным квантовым числом, давая такой символ как $1g$, который не мог возникнуть в атомной схеме обозначений. Квантовое число для орбитального углового момента не оканчивается n , как в случае атома.

Значительное спин-орбитальное взаимодействие расщепляет уровни на подуровни, число которых увеличивается с орбитальным квантовым числом. Это приводит к наложению уровней (Рис.19). Вклад протона в энергию ядра несколько отличается от вклада нейтрона из-за кулоновского отталкивания, но это даёт небольшое различие в наборе энергетических уровней.

Суммарный момент системы одинаковых нуклонов, заполняющих любую подоболочку, равен 0 независимо от квантовых чисел подоболочки и числа $(2j+1)$ заполняющих её нуклонов (нейтронов или протонов). Это важное правило является следствием того факта, что среди заполняющих подоболочку $(2j+1)$ одинаковых нуклонов будут обязательно находиться нуклоны с равными по абсолютной величине, но разными по знаку проекциями полного момента нуклона на выделенную ось. Такие пары одинаковых нуклонов имеют суммарный полный момент, равный 0. Поэтому суммарные моменты как нейтронов, так и протонов на заполненной подоболочке равны 0. По этой причине и **спины основных состояний всех ядер с заполненными оболочками или подоболочками равны 0**. Экспериментально доказано, что равны нулю спины основных состояний всех чётно- чётных ядер, т.е. как ядер с заполненными подоболочками или оболочками, так и ядер, у которых на подоболочке находятся по чётному числу протонов или нейтронов. Объяснение этого экспериментального факта - наличие в ядерных взаимодействиях не учтенных в предыдущем изложении одночастичной модели оболочек сил - т.н. **сил спаривания**. Необходимо отметить, что замена всех действующих между нуклонами сил самосогласованным потенциалом со спин-орбитальным членом является довольно грубым модельным приближением. Не учтённые силы называются силами остаточного взаимодействия и играют важную роль в формировании свойств ядер.

Важнейшим компонентом сил остаточного взаимодействия являются **силы спаривания**. Действие сил спаривания приводит к тому, что для любых двух одинаковых нуклонов наиболее выгодным по энергии (т.е. низшим) состоянием будет состояние с полным моментом 0 или, иначе говоря, с противоположными направлениями проекций полного момента на выделенную ось. Для всех чётных по Z и по N ядер это приводит к значениям спина 0 в основном состоянии. Пространственная четность основных состояний всех чётно-чётных ядер положительна. **Спин и чётность основного состояния ядра с одним нуклоном сверх замкнутой оболочки или подоболочки определяется моментом и чётностью неспаренного нуклона**. Чётность состояния определяется произведением внутренних чётностей составляющих его частиц на

чётности волновых функций, описывающих их движение относительно общего центра инерции. Внутренняя чётность нуклонов принята положительной. Если при возбуждении ядра, т.е. при поглощении ядром некоторой энергии, эта энергия передается одному нуклону над замкнутой оболочкой или подоболочкой, этот неспаренный нуклон будет переходить на более высокие уровни энергии, а остальные нуклоны ядра (т.н. кор) будут оставаться в прежних невозбужденных состояниях. Такие возбуждения называются одночастичными. В спектрах возбуждения ядер с одним нуклоном над замкнутой оболочкой или подоболочкой можно выделить уровни, соответствующие одночастичным возбуждениям.

Во всех предыдущих расчетах и комментариях не был учтен тот факт, что на протоны ядра помимо сильного взаимодействия (которое было приближенно учтено введением самосогласованного потенциала со спин-орбитальным членом), действует также кулоновское отталкивание со стороны других протонов ядра. Роль этого члена во взаимодействии невелика для легких ядер, но для средних и тяжелых ядер влияние кулоновского потенциала влияет на ход заполнения подоболочек и оболочек. Иными словами, если нейтроны ядра можно считать находящимися в потенциале (17), то для протонов в это выражение должен быть добавлен член, характеризующий кулоновское отталкивание протонов:

$$V_{Кул} = V_c \approx \eta \frac{(Z-1)e^2}{A^{1/3}} \quad (18)$$

Решения уравнения Шредингера для энергий протонов в потенциале (17) +(18) выше, чем для нейтронов в потенциале (17). Эта разность растет с числом протонов в ядре. Поскольку протонные уровни выше нейтронных, средние и тяжелые ядра с заполненными подоболочками имеют больше нейтронов, чем протонов. Максимальная энергия нуклонной конфигурации, соответствующая ситуации, когда все уровни выше этой энергии не заполнены, а ниже - заполнены, называется **энергией Ферми**. Для ядра ^{48}Ca , например, энергия Ферми соответствует энергии нейтронов в полностью заполненной нейтронами подоболочке $(1f_{7/2})^8$. Это ядро обладает особой устойчивостью и является первым дважды магическим ядром с превышением числа нейтронов над числом протонов. Таким образом, магическое число 28 - следствие влияния кулоновского потенциала на заполнение ядерных подоболочек.

3.4 Систематика энергетических уровней

В оболочечной модели, также как и в атомной спектроскопии, для обозначения состояний с различными значениями момента l нуклона используются буквы латинского алфавита со следующим соответствием:

$l =$	0	1	2	3	4	5	6	7	...
	<i>s</i>	<i>p</i>	<i>d</i>	<i>f</i>	<i>g</i>	<i>h</i>	<i>i</i>	<i>k</i>	

Различные орбиты nlj обозначаются буквами и цифрами. Например, $2s_{1/2}$ это состояние с $n=2$, $l=0$ и $j=1/2$; $3f_{7/2}$ это состояние с $n=3$, $l=3$ и $j=7/2$ и т.д.

Согласно *систематике уровней*, первой ставится цифра главного квантового числа n , затем следует буква, обозначающая квантовое число орбитального момента l (*s*, *p*, *d*, ...), нижний правый индекс которой равен квантовому числу j полного момента нуклона. Например, через $1p_{3/2}$ обозначается уровень с $n=1$, $l=1$ и $j=3/2$. Квантовое число m_j проекции полного момента j на ось обычно не указывается, так как в сферически симметричном потенциале уровни, различающиеся по j , имеют одинаковые энергии.

Для получения системы одночастичных уровней нейтронов конкретного ядра (A, Z) задают константы и решают уравнение Шредингера. При переходе от ядра к ядру эти константы приходится подбирать вновь. Оказалось, что, подбирая значения констант, можно получить группы тесно расположенных уровней, которые называют *оболочкой*. Оболочки, в свою очередь, разделены относительно большими энергетическими промежутками.

Рассмотрим теперь конкретную схему уровней на примере нескольких первых оболочек. По принципу Паули максимально возможное число нуклонов на данном уровне с заданным l равно $2(2l+1)$, а с заданным j равно $2j+1$.

Для получения системы уровней протонов в уравнение необходимо ввести самосогласованный сферически-симметричный потенциал электрического поля, описывающий взаимодействие с ядром отдельного протона. Поэтому схема уровней для протонов будет отличаться от нейтронной главным образом величиной энергии для заданных n и l , а общая схема заполнения уровней протонных оболочек остаётся примерно той же самой.

С помощью модели оболочек можно получить заполнение более высоких оболочек и все значения магических чисел: 2, 8, 20, 50, 82, 126.

Из модели оболочек следует, что: 1. Основные состояния дважды магических ядер должны иметь характеристику 0^+ , т.е. каждая заполненная оболочка имеет нулевой спин и положительную четность. 2. Характеристика основного состояния ядра, имеющего на один нуклон больше дважды магического, определяется характеристикой уровня, следующего поверх оболочки магического числа. Например, спин ядра ^{17}O должен определяться одним девятым нейтроном на нижнем уровне третьей оболочки (Рис. 11) сверх заполненной второй, который будет находиться на уровне $1d_{5/2}$, т. е. иметь характеристику $5/2^+$, что подтверждается опытом. 3. Характеристика основного состояния ядра, имеющего на один нуклон меньше дважды магического ядра, определяется характеристикой высшего уровня оболочки, соответствующей магическому числу, на которой должен находиться недостающий нуклон. Например, в ядре ^{15}N не хватает одного протона до дважды магического ядра ^{16}O . Вторая протонная оболочка для магического числа $Z = 8$ заканчивается высшим уровнем $1p_{1/2}$ (Рис. 11). Поэтому основное состояние ядра ^{15}N имеет характеристику $1/2^-$. Во всех случаях четность состояний определялась как $(-1)^l$. Эти три правила выполняются без исключений.

Оболочечная модель даёт правильные границы для *изомерных* ядер в процессе заполнения IV и V оболочек. Однако для двух и более нуклонов сверх дважды магических чисел приведенные правила не дают правильных результатов при сложении квантовомеханических векторов состояний этих нуклонов по обычным правилам. Расхождения объясняются взаимодействием этих нуклонов между собой, которое не учитывается в одночастичной модели оболочек. Простейший способ учесть взаимодействия между одноименными нуклонами – использовать эффект спаривания нуклонов. Модель оболочек, учитывающая эффект спаривания одноименных нуклонов, называется *моделью оболочек с феноменологическим спариванием*.

В этой модели предполагается, что при чётном числе нуклонов одного сорта они объединяются в пары с нулевым спином, либо при нечётном числе нуклонов в пары объединяются все, за исключением одного, состояние которого должно определять спин и четность ядра. Отсюда следует: 1. Основные состояния всех чётно-чётных ядер имеют характеристику 0^+ . Это правило не имеет исключений. 2. Характеристика основного состояния ядра с нечётным A должны иметь совпадать с характеристикой уровня, на котором располагается этот последний неспаренный нуклон. Например, ядро ^7Li имеет два спаренных нейтрона относительно магического числа 2 и один неспаренный протон, находящийся в состоянии $1p_{3/2}$. Соответственно основное состояние этого ядра имеет характеристику $3/2^-$. Это правило выполняется почти во всех случаях, за исключением ядер ^9F , ^{11}Na , ^{25}Mn .

Спин и четность нечётно-нечётного ядра в такой модели должен определяться двумя неспаренными разноименными нуклонами. Поэтому спин и четность таких ядер не могут быть однозначно представлены в рассматриваемой модели. Например, если спин ядра ^6Li определяется моментами третьего протона и третьего нейтрона, то он должен быть равен 3, так как согласно модели оболочек оба этих нуклона должны находиться в состоянии $1p_{3/2}$. Между тем эксперимент даёт спин, равный единице. Правильное значение спина даёт эффект симметрии, который уже не следует из модели оболочек.

3.5 Следствия оболочечной модели

Устойчивость, стабильность ядер характеризуется параметром Бора, т.е. значением Z^2/A . Если численно параметр Бора имеет значение более 33, то ядро неустойчиво (радиоактивно). Последним в Периодической таблице элементом, у которого ещё имеется устойчивый изотоп, является висмут $^{209}_{83}\text{Bi}$. Элементы с Z от 84 до 92 не имеют ни одного устойчивого изотопа - все они неустойчивы (радиоактивны). Радиоактивны также все изотопы элементов, получаемые искусственным путем (методом ядерных реакций) - с Z от 93 до 104. Нет ни одного устойчивого изотопа у двух относительно легких элементов - технеция $_{43}\text{Tc}$ и прометия $_{61}\text{Pm}$. У других элементов радиоактивность присуща только некоторым изотопам.

Что касается устойчивых, стабильных изотопов, то к настоящему времени для элементов с Z до 83 известно примерно 280 устойчивых изотопов. Наиболее устойчивыми являются изотопы с численными значениями параметров N и Z , равными: 2, 8, 20, 50, 82, 112, 152. Эти числа получили название магических. Дважды магическими называют ядра атомов, у которых параметры N и Z одновременно принадлежат к магическим значениям. Эти ядра атомов обладают особой устойчивостью. Полное заполнение энергетических ядерных уровней нуклонами соответствует достижению особого сочетания нуклонов, при котором силы, скрепляющие ядро (мезонные силы) максимальны.

Экспериментальные исследования выявили некоторую периодичность в изменении индивидуальных характеристик основных и возбужденных состояний ядер (таких, как энергии связи, спины, магнитные моменты, четности, некоторые особенности α - и β -распада, размещение ядер-изомеров среди остальных ядер и др.). Эту периодичность капельная модель описать была не способна.

Отмеченная периодичность подобна периодичности свойств электронных оболочек атома и определяется магическими числами нейтронов и протонов:

n	2, 8, 20, 28, 50, 82, 126, 184
p	2, 8, 20, 28, 50, 82, 114

Магические числа нейтронов и протонов по аналогии с атомами соответствуют полностью заполненным оболочкам. Различие в магических числах - 126 (для нейтронов) и 114 (для протонов) - обусловлено кулоновским взаимодействием.

Оболочечная модель согласуется с эмпирическим правилом повышения устойчивости ядер, содержащих чётное число протонов и нейтронов. Менее стабильны ядра с нечётным числом протонов, но чётным числом нейтронов (и наоборот). Неустойчивыми являются ядра, в которых число протонов и нейтронов нечётное. Последняя закономерность хорошо иллюстрируется распределением естественных известных 273-х природных изотопов по правилу чётности.

Табл. 4. Распределение естественных изотопов по правилу чётности.

Число изотопов	N	Z
166	Чётное	чётное
55	чётное	нечётное
47	нечётное	чётное
5	нечётное	нечётное

Для 26 элементов известно лишь по одному устойчивому изотопу. Такие элементы называют моноизотопными. У других элементов, преимущественно с четными порядковыми номерами, число устойчивых изотопов доходит до 10.

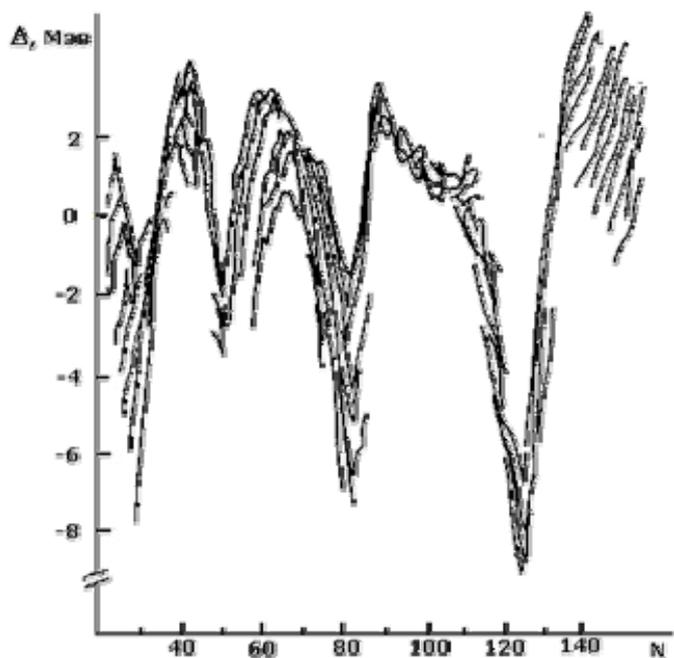


Рис. 12. Разность масс между экспериментальными значениями и предсказаниями формулы Вейцеккера для ядер с различным числом нейтронов.

Серии элементов, состоящие из двух или более изотопов называют полиизотопными или плеядами.

Оболочечная модель строения ядра атома позволяет конструировать ядра атомов новых элементов. Например, долгое время считали, что ядра атомов с параметром $Z < 93$ получить в относительно устойчивом состоянии невозможно вследствие крайне малого времени жизни, а ядра атомов с параметром $Z > 100$ вообще нельзя получить в весовых количествах. Однако, основываясь на теоретических расчетах с привлечением положений оболочечной модели, выявили и экспериментально получили достаточно устойчивые ядра атомов с параметром $Z < 104$ в количествах, с которыми можно работать в лабораторных условиях или использовать в

ядерной технологии. Полагают, что повышенной устойчивостью должны обладать ядра атомов элементов с параметрами $Z=114; 126; 184$.

Табл. 5. Количество устойчивых изотопов у элементов Периодической таблицы.

число устойчивых изотопов	2	3	4	5	6	7	8	9	10
число элементов	17	5	6	6	8	9	2	2	1

Оболочечная модель хорошо воспроизводит экспериментальные значения спинов и чётностей, электрических квадрупольных и магнитных моментов атомных ядер, средние времена жизни β -активных ядер, объясняет распределение ядер изомеров. Наилучшие предсказания оболочечная модель даёт для ядер вблизи заполненных оболочек, для которых самосогласованный потенциал сферически-симметричный.

Известны экспериментальные факты, поддерживающие оболочечную модель ядра:

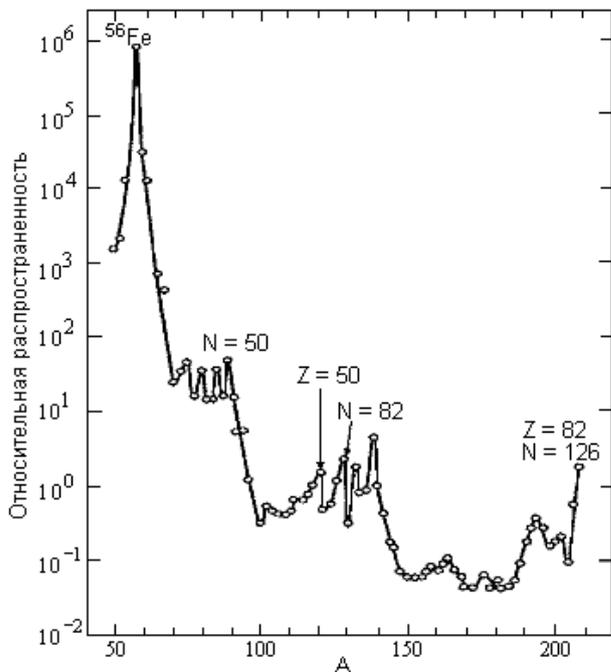


Рис. 13. Относительная распространенность различных чётно-чётных ядер с $A > 50$. Выбраны такие единицы, в которых распространенность Si равна 10^6 .

1. Более широкое распространение тех элементов, у которых Z или N являются магическими числами.
2. Стабильные элементы в конце природных радиоактивных рядов все имеют «магическое число» нейтронов или протонов.
3. Поперечные сечения поглощения нейтронов для изотопов с $N =$ магическим числом намного ниже, чем для ближайших к ним изотопов.
4. Энергия связи для последнего в оболочке нейтрона - максимум для магического нейтронного числа и резко понижается для следующего добавленного нейтрона.
5. Электрические квадрупольные моменты близки к нулю для магического ядерного числа.
6. Энергия возбуждения, передаваемая от основного ядерного состояния к первому возбуждённому состоянию больше для заполненных оболочек.

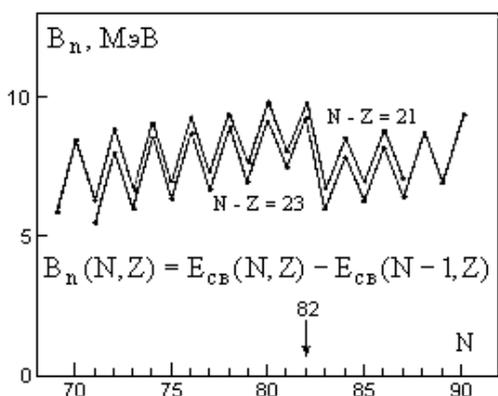


Рис. 14. Энергии отделения нейтронов B_n . Линии соединяют данные для ядер с одинаковым нейтронным избытком. Наблюдаемые резкие скачки обусловлены энергией спаривания нейтронов в ядре.

Оболочечная модель имеет ограниченную область применения. Она позволяет объяснить некоторые свойства сферических ядер в основном и слабо возбужденном состоянии. Но она даёт резко заниженные значения квадрупольных электрических моментов для ядер, число протонов, в составе которых, соответствует заполнению середины оболочки. Расхождения расчётных и экспериментальных величин для тяжёлых ядер могут достигать $10 \div 20$ раз. Это указывает на важность учета коллективных эффектов.

Современные варианты оболочечной модели пытаются преодолеть выявленные недостатки одночастичной модели. Многочастичная модель оболочек учитывает возможность смешивания остаточными силами различных конфигураций для нескольких нуклонов. Для описания коллективных возбуждений применяют частично-дырочное приближение, которое учитывает смешивание конфигураций, содержащих одну частицу и одну дырку сверх заполненных уровней. При рассмотрении деформированных ядер используется несферический оболочечный потенциал.

Считается, что недостатки оболочечной модели вызваны предположениями о сферичности ядерного потенциала и отсутствием учёта взаимодействия между нуклонами. Эти два фактора учитывает обобщенная модель ядра. В этой модели одновременно учитываются коллективные и одночастичные степени свободы, т.е. она является синтезом. Ядро предполагается состоящим из сферически симметричного остова, для описания которого используется коллективная модель. Остов может иметь коллективные степени свободы, то есть колебаться или вращаться в целом, принимать несферическую форму. Нуклоны вне остова могут быть описаны на основе модели независимых частиц или частиц с взаимодействием. Такая усложненная модель лучше описывает возбужденные состояния ядер, их квадрупольные электрические моменты и некоторые другие характеристики.

Профессор
И.Н.Бекман

ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

Лекция 6. ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ ЧАСТИЦЫ

В настоящее время полагают, что мир состоит из фундаментальных частиц, часть из которых неделима, т.е. элементарна. Но только часть!

Замечание. Эти частицы не только не фундаментальны, но и не элементарны. Лучше их называть субъядерными. Однако, мы далее сохраним принятую терминологию, хотя смысла в ней мало. Антроны и лептоны, входя в структуру ядра, определяют его свойства, в частности, устойчивость ядерной структуры, что непосредственно сказывается на интересующем нас явлении радиоактивности. Кроме того, фундаментальные частицы – нейтроны, нейтрино, электроны, гамма-кванты и др. входят в состав ионизирующих излучений, испускаемых атомными ядрами при их распаде. Поэтому для радиохимиков, имеющих дело с радиоактивными веществами (а, иногда и с космическими излучениями) фундаментальные частицы представляют определённый интерес.

В данной лекции мы коротко рассмотрим современную классификацию фундаментальных частиц, типы существующих физических полей и взаимодействий, некоторые статистические распределения, управляющие вероятностными процессами в микромире и роль частиц в устойчивости ядер.

1. ЧАСТИЦЫ

Элементарные частицы – мельчайшие известные частицы физической материи.

Элементарная частица - собирательный термин, относящийся к микрообъектам в субъядерном масштабе, которые (согласно существующим представлениям) невозможно расщепить на составные части. Их строение и поведение изучается физикой элементарных частиц. Понятие элементарных частиц основывается на факте дискретного строения вещества. Ряд элементарных частиц имеет сложную внутреннюю структуру, однако разделить их на части невозможно. Другие элементарные частицы на данный момент считаются бесструктурными и рассматриваются как первичные фундаментальные частицы.

Фундаментальная частица – бесструктурная элементарная частица, которую до настоящего времени не удалось описать как составную. В настоящее время термин применяется преимущественно для лептонов и кварков (по 6 частиц каждого рода, вместе с античастицами, составляют набор из 24 фундаментальных частиц) в совокупности с калибровочными бозонами (частицами-переносчиками фундаментальных взаимодействий).

Представления об элементарных частицах отражают ту степень в познании строения материи, которая достигнута современной наукой. Характерная особенность элементарных частиц – способность к взаимным превращениям, что не позволяет рассматривать элементарные частицы как простейшие, неизменные «кирпичики мироздания», подобные атомам Демокрита.

Первоначально термин «элементарная частица» подразумевал нечто абсолютно элементарное, первокирпичик материи. Однако, когда в 1950-х и 1960-х годах были открыты сотни адронов с похожими свойствами, стало ясно, что по крайней мере адроны обладают внутренними степенями свободы, т. е. не являются элементарными. Это подозрение в подтвердилось, когда выяснилось, что адроны состоят из кварков. Поэтому сейчас самыми элементарными, точечными частями вещества считаются лептоны и кварки. Для них (вместе с калибровочными бозонами) применяется термин «**фундаментальные частицы**».

Исторически первыми экспериментально обнаруженными элементарными частицами были электрон, протон, а затем нейтрон. Казалось, что совокупности этих частиц и кванта электромагнитного поля фотона достаточно для построения известных форм вещества (атомов и молекул). Вещество при таком подходе строилось из протонов, нейтронов и электронов, а электромагнитное поле (фотоны) осуществляло взаимодействие между ними. Однако вскоре выяснилось, что мир устроен значительно сложнее. Было установлено, что для каждой частицы имеется своя античастица, отличающаяся от нее лишь знаком зарядов; для частиц с нулевыми значениями всех зарядов античастица совпадает с частицей (пример - фотон). Позднее к перечисленным выше четырём (или с учётом античастиц - семи) частицам прибавилось еще около 400 частиц. Можно считать установленным, что большинство этих частиц построено из кварков, число которых равно 6 (или 12 с учётом антикварков).

Важным обстоятельством оказалось то, что элементарным частицам присуще не только электромагнитное взаимодействие. С изучением строения атомных ядер выяснилось, что силы, удерживающие протоны и нейтроны в ядре, не являются электромагнитными.

Характерное для нуклонов (протонов и нейтронов в ядре) взаимодействие получило название сильного. Оно оказалось короткодействующим - на расстояниях r , превышающих 10^{-13} см, сильное взаимодействие пренебрежимо мало. Однако при $r < 10^{-13}$ см его величина существенно (в 10-100 раз) превосходит электромагнитное. Открытие нестабильности нейтрона и некоторых атомных ядер указало на существование ещё одного типа взаимодействия - названного слабого. Тремя перечисленными выше типами взаимодействий, а также гравитационным взаимодействием исчерпываются известные типы фундаментальных физических взаимодействий. Полагают, что все 4 (или хотя бы 3) типа взаимодействий представляют собой явления одной природы и должны описываться единым образом.

Число частиц, которые называются в современной теории элементарными, очень велико. Каждая элементарная частица (за исключением истинно нейтральных частиц) имеет свою античастицу. И них стабильны фотон, электронное и мюонное нейтрино, электрон, протон и их античастицы; остальные элементарные частицы самопроизвольно распадаются за время от 10^3 с для свободного нейтрона, до 10^{-22} - 10^{-23} с для резонансов. Однако нельзя сказать, что нестабильные элементарные частицы «состоят» из стабильных хотя бы потому, что одна и та же частица может распадаться несколькими способами на различные элементарные частицы.

Классификация элементарных частиц производится по типам фундаментальных взаимодействий, в которых они участвуют, и на основе законов сохранения ряда физических величин. Отдельную «группу» составляет фотон. Частицы со спином $1/2$, не участвующие в сильном взаимодействии и обладающие сохраняющейся внутренней характеристикой – лептонным зарядом, образуют группу лептонов. Элементарные частицы, участвующие во всех фундаментальных взаимодействиях, включая сильные, называются адронами. Характерным для адронов сильным взаимодействиям свойственно максимальное число сохраняющихся величин (законов сохранения), в том числе специфических для них – барионного заряда, странности, изотопического спина, «очарования». Адроны делятся на барионы и мезоны. Адроны имеют сложную внутреннюю структуру: барионы состоят из трёх кварков, мезоны – из кварка и антикварка. При столкновениях элементарных частиц происходят всевозможные превращения их друг в друга (включая рождение многих дополнительных частиц), не запрещаемые законами сохранения. Последовательная теория элементарных частиц ещё не создана.

Дадим краткое описание некоторых частиц.

Фотон - квант электрического магнитного поля, нейтральная элементарная частица с нулевой массой и спином 1: переносчик электромагнитного взаимодействия между заряженными частицами. Фотон обладает энергией $E = \hbar\omega$ и импульсом, $p = \hbar\omega/c$, где \hbar – постоянная Планка, c - скорость света в вакууме, ω - угловая частота соответствующего электромагнитного излучения. **Квант** — минимальная единица, на которую может измениться значение физической величины (в данной лекции используется как синоним фотона).

Электрон – стабильная отрицательно заряженная частица со спином $1/2$, массой около $9 \cdot 10^{-28}$ г и магнитным моментом равным магнетону Бора; относится к лептонам и участвует в электромагнитном, слабом и гравитационном взаимодействиях.

Позитрон – античастица электрона. Относится к антивеществу, имеет электрический заряд $+1$, спин $1/2$, лептонный заряд -1 и массу, равную массе электрона. При аннигиляции позитрона с электроном их масса превращается в энергию в форме двух (и гораздо реже — трёх и более) гамма-квантов.

Протон (от греч. *protos* – первый) – стабильная элементарная частица с зарядом $+e$, со спином $1/2$, магнитным моментом $\mu = 2,79\mu_B$ и массой $1838,5$ электронных масс (10^{-24} г), относящаяся к группе барионов (класс адронов). Положительный заряд протона точно равен элементарному заряду $e = 1,6021773 \cdot 10^{-19}$ Кл, масса протона равна $m_p = 1,6726231 \cdot 10^{-27}$ кг $= 1,00726470$ а.е.м. $= 938,27231$ МэВ. Масса легкого изотопа атома водорода (протия). $m_{ам}(^1H^1) = 1,00814$ а.е.м. $= 938,7$ МэВ $= 1837m_e$, $m_p = 1,00759$ а.е.м. $= 938,7$ МэВ $= 1839m_e$

Нейтрон (от лат. *neuter* - ни тот ни другой), электрически нейтральная элементарная частица (нулевой заряд) со спином $1/2$, магнитным моментом $\mu = -1,91\mu_B$ и массой, превышающей массу протона на $2,5$ электронных масс; относится к барионам $M_n = 1,008986$ а.е.м. $= 939,5$ МэВ $= 1838,5 m_e$. Из $m_n > m_p + m_e$. В свободном состоянии нейтрон нестабилен: он распадается с периодом полураспада $T = 878,5$ сек $= 14,64$ мин образуя протон и испуская электрон и антинейтрино, $\bar{\nu}$ (β - распад). Вместе с протонами нейтроны образуют атомные ядра; в ядрах нейтрон стабилен.

Нейтрино (итал. «нейтрончик») – (ν), стабильная незаряженная элементарная частица со спином $1/2$ и, возможно, нулевой массой; относится к лептонам. Нейтрино участвуют только в слабом и гравитационном взаимодействиях и поэтому чрезвычайно слабо, взаимодействуют с веществом. Различают электронное нейтрино (ν_e) всегда выступающее в паре с электроном или позитроном, мюонное нейтрино (ν_μ), выступающее в паре с мюоном, и лептонное нейтрино (ν_l), связанное с тяжелым лептоном. Каждый тип нейтрино имеет свою античастицу ($\bar{\nu}_e, \bar{\nu}_\mu, \bar{\nu}_l$), отличающуюся от нейтрино знаком соответствующего лептонного заряда и спиральностью. нейтрино имеют левую спиральность, (спин направлен против движения частицы), а антинейтрино - правую (спин - по направлению движения).

Адроны, элементарные частицы, участвующие в сильном взаимодействии (барионы и мезоны, включая все резонансы).

Барионы – (от тяжёлый) – «тяжёлые» элементарные частицы с полуцелым спином, не меньшей массы протона; участвуют во всех известных фундаментальных взаимодействиях. К барионам относятся нуклоны, гипероны и многие из резонансов.

Мезоны - нестабильные элементарные частицы с нулевым или целым спином, принадлежащие к классу адронов и не имеющие барионного заряда. К мезонам относятся пи-мезоны, К-мезоны, многие резонансы, обнаружены мезоны с «очарованием» и «красотой».

Гипероны (от сверх) – нестабильные барионы с массами, большими массы нейтрона и большим временем жизни по сравнению с ядерным временем; обладают особой внутренней характеристикой – странностью. Существуют гипероны лямбда, сигма, кси и омега.

Резонансы (резонансные частицы), адроны, которые могут распасться за счёт сильного взаимодействия и поэтому имеют крайне малое время жизни – порядка $10^{-22} - 10^{-24}$ с.

Лептоны (от лёгкий) – элементарные частицы со спином $1/2$, не участвующие в сильном взаимодействии. К лептонам относятся электрон, отрицательно заряженные мюон и тяжёлый τ -лептон (с массой около двух протонных масс), электронное, мюонное нейтрино и их античастицы.

Мюон [сокр. мю-мезон] — физически неустойчивая элементарная частица с массой покоя, равной 207 электронных масс, зарядом, равным положительному или отрицательному электрическому заряду и спином $1/2$; время жизни мюона равно $2,2 \cdot 10^{-6}$ с; относится к классу лептонов. Отрицательно заряженный мюон является античастицей по отношению к положительно заряженному мюону, и наоборот.

Фермион (от фамилии физика Ферми) - частица (или квазичастица) с полуцелым значением спина. Фермионы подчиняются статистике Ферми-Дирака: в одном квантовом состоянии может находиться не более одной частицы. Волновая функция системы одинаковых фермионов антисимметрична относительно перестановки двух любых фермионов. Квантовая система, состоящая из нечётного числа фермионов, сама является фермионом. Примеры фермионов: кварки (они формируют протоны и нейтроны, которые также являются фермионами), лептоны (электроны, мюоны, нейтрино), дырки (квазичастицы в полупроводнике). Принцип запрета Паули ответственен за стабильность электронных оболочек атомов, делая возможным существование сложных химических элементов. Он также позволяет существовать вырожденной материи под действием высоких давлений (нейтронные звёзды).

Кварки – материальные объекты (частицы) со спином $1/2$ и дробным (от единицы) зарядом. Предложены независимо друг от друга физиками Гелл-Маном (США) и Цвейгом (Австрия) в 1964 году для объяснения составного строения внутриядерных частиц – мезонов, адронов и резонансов. Кварки и антикварки наряду с лептонами принадлежат к числу самых фундаментальных (неделимых, а точнее говоря, бесструктурных с точки зрения современной физики) компонентов окружающей нас материи. По современным представлениям из кварков состоят все адроны (барионы и мезоны), т.е. сильновзаимодействующие частицы - адроны - обладают определённой структурой (являются составными объектами). Описание барионов как связанных состояний трёх кварков требует, чтобы кварки имели спин $1/2$. Кварки имеют по шесть различных разновидностей или "ароматов": "верхний" (up), "нижний" (down), "странный" (strange), "очарованный" (charm), "красивый" (beauty или bottom-дно) и "истинный" (truth или top-вершина), - и обычно объединяются в пары или тройцы, формируя другие частицы - мезоны и барионы, которые скрепляются за счёт ядерных сил (или "цветных", иначе говоря, сильных взаимодействий, переносчиками которых являются другие частицы - глюоны). Так, мезоны содержат кварк и антикварк, в то время как барионы состоят из трех кварков или трех антикварков. Два "верхних" и один "нижний" кварк образуют протон, а странный кварк и антикварк в совокупности дают отрицательный каон (ка-мезон). Сверх сильную связь кварков между собой (не позволяющую обнаружить экспериментально кварки в отдельности) обеспечивают глюоны.

Глюон (англ. glue - клей) - элементарная частица со спином, равным 1 и нулевой массой, являющаяся переносчиком сильного (цветового) взаимодействия между кварками, которое склеивает их в адроны. При испускании или поглощении глюона кварки изменяют свой цвет. При этом остальные квантовые числа кварка и его аромат не изменяются. Глюоны обладают цветом: красным, синим и зелёным. Всего существует восемь видов (цветовых комбинаций) глюонов. Они являются квантами векторного поля в квантовой хромодинамике.

2. КЛАССИФИКАЦИЯ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

По первоначальному смыслу понятие «элементарный» означает простейший, не имеющий внутренней структуры, неделимый. Известно, что многие объекты микромира, ранее считавшиеся элементарными, теперь потеряли право так называться. Электроны, протоны и нейтроны, пока относят к элементарным частицам, хотя они состоят из кварков. В то же время у электронов и других лептонов, а также у кварков внутренняя структура не обнаружена, хотя и существуют теоретические модели, согласно которым и лептоны, и кварки построены из более фундаментальных кирпичиков мироздания - преонов. Сейчас число элементарных частиц перевалило за 400, причём установлено, что большинство из них построено из кварков, число которых равно 6 (или 12 с учетом антикварков). Поэтому называть «элементарные частицы» элементарными нельзя, но другого названия пока нет...

В основе классификации подобных частиц лежит представление о силе взаимодействия, т.е. о величине сил, которые действуют между частицами. Известны три типа взаимодействия с участием фундаментальных частиц: сильные (ядерные), электромагнитные и слабые. Сила взаимодействия характеризуется так называемыми константами, которые являются своего рода «зарядами» частиц по отношению к этим взаимодействиям. Сильным взаимодействиям отвечает константа 1; эти взаимодействия характеризуются малым радиусом действия (10^{-13} см) и протекают за очень короткие промежутки времени (10^{-23} сек). Электромагнитные взаимодействия слабее сильных в 100 раз, их радиус действия бесконечен, а протекают они за время, превышающее 10^{-16} сек. Величина слабых взаимодействий меньше сильных в 10^{13} раз, эти взаимодействия характеризуются конечным радиусом действия и временем, более 10^{-10} сек.

По величине **спина** элементарные частицы делятся на два класса:

Фермионы - частицы с полуцелым спином (например, электрон, протон, нейтрон, нейтрино);

Бозоны - частицы с целым спином (например, фотон, глюон, мезоны).

По видам взаимодействий элементарные частицы делятся на:

1) Составные частицы: **адроны** - частицы, участвующие во всех видах фундаментальных взаимодействий. Они состоят из **кварков** и подразделяются, в свою очередь, на: **мезоны** (адроны с целым спином, то есть бозоны); **барионы** (адроны с полуцелым спином, то есть фермионы). К ним, в частности, относятся частицы, составляющие ядро атома, - протон и нейтрон.

2) Фундаментальные (бесструктурные) частицы:

Лептоны - фермионы, которые имеют вид точечных частиц (т.е. не состоящих ни из чего) вплоть до масштабов порядка 10^{-18} м. Не участвуют в сильных взаимодействиях. Участие в электромагнитных взаимодействиях экспериментально наблюдалось только для заряженных лептонов (электроны, мюоны, тау-лептоны) и не наблюдалось для нейтрино. Известны 6 типов лептонов.

Кварки - дробнозаряженные частицы, входящие в состав адронов. В свободном состоянии не наблюдались (для объяснения отсутствия таких наблюдений предложен механизм конфайнмента). Как и лептоны, делятся на 6 типов и являются бесструктурными, однако, в отличие от лептонов, участвуют в сильном взаимодействии.

Калибровочные бозоны - частицы, посредством обмена которыми осуществляются взаимодействия:

Фотон - частица, переносящая электромагнитное взаимодействие;

Восемь глюонов - частиц, переносящих сильное взаимодействие; **Три промежуточных векторных бозона** W^+ , W^- и Z^0 , переносящие слабое взаимодействие;

Гравитон - гипотетическая частица, переносящая гравитационное взаимодействие. Существование гравитонов, хотя пока не доказано экспериментально в связи со слабостью гравитационного взаимодействия, считается вполне вероятным; однако гравитон не входит в Стандартную модель элементарных частиц.

Адроны и лептоны образуют вещество. Калибровочные бозоны - это кванты разных видов излучения.

Кроме того, в Стандартной модели с необходимостью присутствует **хиггсовский бозон**, который, впрочем, пока ещё не обнаружен экспериментально

В соответствии с типом взаимодействий, присущим элементарным частицам, их делят на три класса: фотоны, лептоны и адроны (**Табл.1**). К первому классу принадлежит одна частица-**фотон**, т.е. квант электромагнитного излучения. Фотоны участвуют только в электромагнитных взаимодействиях.

Второй класс составляют **лептоны**, участвующие в слабых взаимодействиях. Лептоны разделяются на два семейства: *электронное*, в которое входит **электрон** (масса $5.49 \cdot 10^{-4}$ а.е.м. или 0.51 МэВ), и *мюонное*, в которое входят отрицательно заряженный **мюон** (масса 105,6 МэВ (в 210 раз массивнее электрона), время жизни $2.2 \cdot 10^{-6}$ сек) и тау-лептон («тяжёлый лептон» - в 3600 раз массивнее электрона). Каждому заряженному лептону отвечает нейтральная частица - нейтрино (электронное, мюонное или тау). Масса нейтрино равна нулю или весьма мала. Известно 6 (с античастицами 12) типов лептонов. Нейтральные лептоны участвуют только в слабом взаимодействии; заряженные - с слабым и электромагнитным. У нейтральных лептонов, впрочем, могут быть очень малые магнитные моменты. Лептоны не участвуют в сильных взаимодействиях, но каждый лептон может участвовать в слабых взаимодействиях, а частицы, несущие электрический заряд, взаимодействуют и с электромагнитным полем.

Третий класс составляют частицы, участвующие в сильных взаимодействиях - **адроны**, подразделяющиеся на два семейства: мезонное и барионное. (*Мезоны*: Каон, K^+ , масса 494 МэВ, время жизни $1.2 \cdot 10^{-8}$ сек; *Барионы*: Σ^+ -частица, масса 1189 МэВ, время жизни $8 \cdot 10^{-11}$ сек, Ω^- -частица, масса 1675, время жизни $7 \cdot 10^{-11}$ сек). Адроны участвуют в слабых, а при наличии электрического заряда и в электромагнитных взаимодействиях. *Барионы* подразделяются на две группы: нуклоны, к которым принадлежат **протон** и **нейтрон**, и *гипероны-барионы* с массами, превышающими массы нуклонов.

Частицы - переносчики взаимодействий: фотон (переносчик электромагнитного взаимодействия), W^\pm и Z^0 -бозоны (переносчики слабого взаимодействия). Считается, что существует переносчик гравитационного взаимодействия - гравитон.

Особенность элементарных частиц заключается в том, что хотя ни одна частица не может считаться построенной из других частиц, все они способны к взаимным превращениям. Любая фундаментальная частица может рождаться и погибать в результате сильных, электромагнитных и слабых взаимодействий с другими частицами. Кроме электрона, протона и частиц лишенных массы покоя (т.е. фотона и двух нейтрино), все прочие частицы нестабильны. Это означает, что, будучи представлены самим себе, почти все они претерпевают распад. При распаде какой-либо частицы она исчезает, а вместо нее появляются другие элементарные частицы. В соответствии со способом распада фундаментальные частицы делят на квазистационарные, т.е. относительно долгоживущие и короткоживущие, или резонансы.

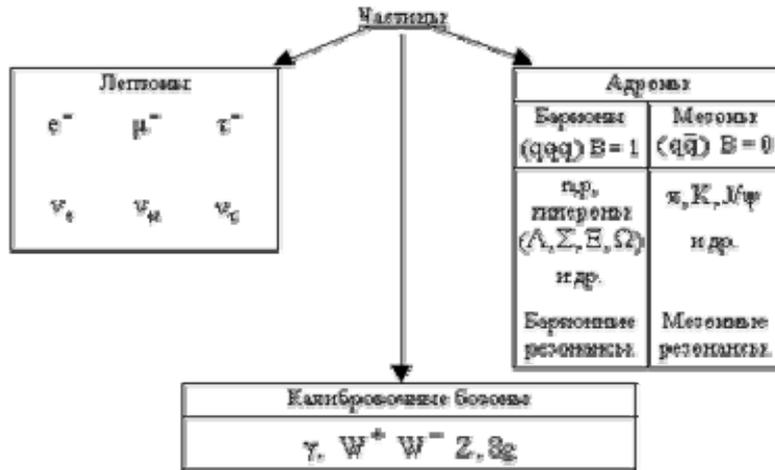


Рис.1. Общая схема классификации элементарных частиц

Основными характеристиками элементарных частиц являются их масса покоя, заряд, механический момент (спин), внутренняя четность и др. Кроме того, частицам приписывается ряд специфических характеристик. Так, всем барионам приписывается барионный заряд, или барионное число, равный +1, а антибарионам -1. Лептонам, входящим в электронное семейство, приписывается специфический электронно-лептонный заряд, равный +1 для электрона и нейтрино и -1 для позитрона и антинейтрино.

Наряду с законом сохранения электрического заряда в природе существуют и законы сохранения барионного и обоих лептонных зарядов.

Многообразие элементарных частиц подчиняется более или менее стройной системе классификации (Рис.1).

Каждая частица описывается набором физических величин - квантовых чисел - определяющих её свойства (Табл. 1.). Элементарные частицы характеризуются своей массой, электрическим зарядом, собственным моментом количества движения - спином.

Массы легчайших частиц (таких, как фотоны) равны нулю, а массы наиболее тяжелых из известных частиц в 100 раз превышают массу протона. Электрический заряд элементарных частиц представляет собой целое кратное заряда электрона. Спин частиц бывает либо целым (0, 1, 2, ...) - в этом случае они называются бозонами, либо полуцелым (1/2, 3/2, ...) - в этом случае их называют фермионами.

Приведём наиболее часто употребляемые характеристики частиц:

Масса частицы, m . Массы частиц меняются в широких пределах от 0 (фотон) до 90 ГэВ (Z-бозон). Z-бозон - наиболее тяжелая из известных частиц. Однако могут существовать и более тяжелые частицы. Массы адронов зависят от типов входящих в их состав кварков, а также от их спиновых состояний.

Время жизни, τ . В зависимости от времени жизни частицы делятся на стабильные частицы, имеющие относительно большое время жизни, и нестабильные. К стабильным частицам относят частицы, распадающиеся по слабому или электромагнитному взаимодействию. Деление частиц на стабильные и нестабильные - условно. Поэтому к стабильным частицам принадлежат такие частицы как электрон, протон, для которых в настоящее время распады не обнаружены, так и π^0 -мезон, имеющий время жизни $\tau = 0.8 \cdot 10^{-16}$ с. К нестабильным частицам относят частицы, распадающиеся в результате сильного взаимодействия. Их обычно называют резонансами. Характерное время жизни резонансов - 10^{-23} - 10^{-24} с.

Спин J . Величина спина измеряется в единицах \hbar и может принимать 0, полуцелые и целые значения. Например, спин π , K-мезонов равен 0. Спин электрона, мюона равен 1/2. Спин фотона равен 1. Существуют частицы и с большим значением спина. Частицы с полуцелым спином подчиняются статистике Ферми-Дирака, с целым спином - Бозе-Эйнштейна.

Электрический заряд Q . Электрический заряд является целой кратной величиной от $e = 1.6 \cdot 10^{-19}$ Кулон (или $48 \cdot 10^{-10}$ ед. СГСЕ) - элементарный электрический заряд. Частицы могут иметь заряды 0, ± 1 , ± 2 .

Внутренняя четность P . Квантовое число P характеризует свойство симметрии волновой функции относительно пространственных отражений. Квантовое число P имеет значение +1, -1.

Наряду с общими для всех частиц характеристиками, используют также квантовые числа, которые описывают только отдельным группам частиц. Квантовые числа - барионное число B , странность s , очарование (charm) c , красота (bottomness или beauty) b , верхний (topness) t , изотопический спин I приписывают только сильно взаимодействующим частицам - адронам.

Лептонные числа L_e, L_μ, L_τ . Лептонные числа приписывают частицам, образующим группу лептонов. Лептоны e, μ и τ участвуют только в электромагнитных и слабых взаимодействиях. Лептоны ν_e, ν_μ и ν_τ участвуют только в слабых взаимодействиях. Лептонные числа имеют значения $L_e, L_\mu, L_\tau = 0, +1, -1$. Например, e^-, ν_e имеют $L_e = +1$; $e^+, \bar{\nu}_e$ имеют $L_e = -1$. Все адроны имеют $L_e = L_\mu = L_\tau = 0$.

Лептонный заряд (лептонное число, L), внутренняя характеристика лептонов: $L=+1$ для лептонов и -1 для антилептонов. Различают: электронный лептонный заряд, которым обладают только электроны, позитроны, электронные нейтрино и антинейтрино; мюонный лептонный заряд, которым обладают только мюоны и мюонные нейтрино и антинейтрино; лептонный заряд тяжелых τ -лептонов и их нейтрино. Алгебраическая сумма лептонного заряда каждого типа с очень высокой точностью сохраняется при всех взаимодействиях.

Лептонам приписывают лептонный заряд L , принимаемый равным $+1$ для частиц $e^-, \mu^-, \tau^-, \nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$ и -1 для их античастиц. Введение этого заряда обосновано тем, что во всех процессах, происходящих в замкнутой системе, полное число лептонов минус число антилептонов сохраняется. Кроме того, каждая пара лептонов (e^-, ν_e), (μ^-, ν_μ), (τ^-, ν_τ) обладает своим специальным лептонным зарядом, соответственно L_e, L_μ, L_τ . Введение этих зарядов отражает то обстоятельство, что, например, электронное нейтрино, налетая на нейтрон, может родить электрон, но не мюон или τ -лептон. Значения L_e, L_μ, L_τ равны $+1$ для указанных пар лептонов и -1 для их античастиц. Свободное нейтрино со временем может изменять свой лептонный заряд, превращаясь в нейтрино другого типа (нейтринные осцилляции). В результате на разных расстояниях от места своего рождения нейтрино способно рожать заряженные лептоны различного типа.

Пример. Возможна ли реакция: $\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$?

Решение. Левая сторона $L_\mu=1, L_e=0$
 Правая сторона $L_e=1+(-1)=0$
 $L_\mu=+1$

Да, реакция возможна.

Барионное число (барионный заряд) B – одна из характеристик барионов. Барионное число имеет значение $B = 0, +1, -1$. Барионы, например, n, p, Λ, Σ , нуклонные резонансы имеют барионное число $B = +1$. Мезоны, мезонные резонансы $-B = 0$, антибарионы $-B = -1$. Алгебраическая сумма барионных зарядов, входящих в систему частиц, сохраняется при всех взаимодействиях.

Странность s . Квантовое число s может принимать значения $-3, -2, -1, 0, +1, +2, +3$ и определяется кварковым составом адронов. Например, гипероны Λ, Σ имеют $s = -1$; K^+, K^- -мезоны имеют $s = +1$.

Charm (очарование) c . Квантовое число c может принимать значения $-3, -2, -1, 0, +1, +2, +3$. Есть частицы, имеющие $c = 0, +1$ и -1 . Например, барион Λ_c имеет $c = +1$.

Bottomness b . Квантовое число b может принимать значения $-3, -2, -1, 0, +1, +2, +3$. В настоящее время обнаружены частицы, имеющие $b = 0, +1, -1$. Например, B^+ -мезон имеет $b = +1$.

Topness t . Квантовое число t может принимать значения $-3, -2, -1, 0, +1, +2, +3$. В настоящее время обнаружено всего одно состояние с $t = +1$.

Изоспин I . Сильно взаимодействующие частицы разбиты на группы частиц, со схожими свойствами (одинаковое значение спина, чётности, барионного числа, странности и др. квантовых чисел, сохраняющихся в сильных взаимодействиях) - изотопические мультиплеты. Величина изоспина I определяет число частиц, входящих в один изотопический мультиплет. n и p составляют изотопический дуплет $I=1/2$; $\Sigma^+, \Sigma^-, \Sigma^0$ входят в состав изотопического триплета $I = 1$, Λ - изотопический синглет $I = 0$, число частиц, входящих в один изотопический мультиплет $2I + 1$.

G-чётность - это квантовое число, соответствующее симметрии относительно одновременной операции зарядового сопряжения \bar{C} и изменения знака третьей компоненты I_z изоспина. G-четность сохраняется только в сильных взаимодействиях.

Табл. 1. Элементарные частицы (Q - Электрический заряд, L - Лептонный заряд, B - Барионный заряд, S - Странность, C - Очарование).

Тип частицы	Символ	Масса m , МэВ	Спин, в ед. \hbar	Время жизни, С	Q	L	B	S	C
Лептоны	e^-	0,511	1/2	$>6 \cdot 10^{29}$	-1	1	0	0	0
	ν_e	$\leq 3 \cdot 10^{-5}$		стабильно	0				
	μ^-	105		$2,2 \cdot 10^{-6}$	-1				
	ν_μ	$< 0,52$		стабильно	0				
	τ^-	1784		$\approx 5 \cdot 10^{-13}$	-1				

	ν_τ	$<150^1$		стабильно	0				
Мезоны-переносчики взаимодействия	γ	0	1	Стабилен	0	0	0	0	0
	W^\pm	$\approx 8.3 \cdot 10^4$		$\approx 3 \cdot 10^{-25}$	± 1				
	Z^0			$\approx 3 \cdot 10^{-25}$	0				
	Глюон ⁵⁾	0^1		Стабилен ¹⁾	0				
Мезоны (адроны)	π^0	135	0	$0,8 \cdot 10^{-16}$	0	0	0	0	0
	π^+	140		$2,6 \cdot 10^{-8}$	+1			0	0
	K^0	498			0			+1	0
	K^+	494		$1,1 \cdot 10^{-8}$	+1			+1	0
	D^0	1864		$\approx 5 \cdot 10^{-13}$	0			0	+1
	D^+	1869		$\sim 10^{-12}$	+1			0	+1
	F^+	2020		$\approx 2 \cdot 10^{-13}$	+1			-1	+1
Барионы (адроны)	p	938,3	1/2	$>10^{38}$	+1	0	1	0	0
	n	939,6		≈ 900	0			0	0
	Λ	1115		$2,6 \cdot 10^{-10}$	0			-1	0
	Σ^+	1189		$0,8 \cdot 10^{-10}$	+1			-1	0
	Σ^0	1192		$6 \cdot 10^{-20}$	0			-1	0
	Σ^-	1197		$1,5 \cdot 10^{-10}$	-1			-1	0
	Ξ^0	1315		$2,9 \cdot 10^{-10}$	0			-2	0
	Ξ^-	1321		$1,6 \cdot 10^{-10}$	-1			-2	0
	Ω^-	1672		$0,8 \cdot 10^{-10}$	-1			-3	0
	Λ_c^+	2280		$\sim 10^{-13}$	+1			0	1

Примечания к Табл.1. Кроме частиц, приведенных в таблице, имеется большое число короткоживущих частиц, т.н. резонансов, обладающих временем жизни $\sim 10^{-20}-10^{-24}$ с. Для приведенных частиц в таблице частиц не указаны их античастицы, имеющие те же значения массы, времени жизни, но противоположные знаки квантовых чисел Q, L, B, S, C . Сейчас полагают, что масса нейтрино равна нулю, хотя оснований для этого нет. Если масса нейтрино отлична от нуля то естественно ожидать, что нейтрино нестабильны, хотя их время жизни может быть очень велико. Глюон как свободная частица не существует. K^0 - и \tilde{K}^0 - мезоны не обладают определенным временем жизни.

У мезонов всегда целые спины, а у барионов - полуцелые. Переходы барионов в мезоны (и наоборот) запрещены законом барионного заряда. Это очень важное свойство элементарных частиц. Дело в том, что барионы (протоны) стабильны, тогда как мезоны могут распадаться на еще более легкие частицы. Если барионы могли бы превращаться в мезоны, то все атомные ядра «рассыпались». Закон барионного заряда обеспечивает стабильность ядерной материи.

Природа сохранения лептонного и барионного зарядов до конца не ясна. Более того, модели великого объединения предсказывают, что это сохранение является лишь приближенным, хотя обнаружение возможного нарушения сохранения находится за пределами современных экспериментальных возможностей. Все известные лептоны и барионы являются фермионами. Мезоны не имеют ни барионного, ни лептонного заряда и являются бозонами. Специфические квантовые числа (заряды) адронов, называемые странностью, очарованием и т.п., которые, в отличие от B и L , не сохраняются в слабых взаимодействиях, сохраняются в сильных и электромагнитных. В силу этого легчайшие частицы с $S \neq 0$ (или $C \neq 0$), являясь нестабильными, имеют довольно большое время жизни в масштабах мира элементарных частиц, т.к. к их распаду может привести только слабое взаимодействие.

3. СВОЙСТВА НЕКОТОРЫХ ФУНДАМЕНТАЛЬНЫХ ЧАСТИЦ

Рассмотрим свойства некоторых элементарных частиц более подробно.

3.1 Фотон

Фотон (от др.-греч. $\phi\acute{o}\varsigma$, род. пад. $\phi\omega\tau\acute{o}\varsigma$, «свет») - элементарная частица, переносчик электромагнитного взаимодействия, квант электромагнитного поля. Фотоны обозначаются буквой γ^0 (или $h\nu$), поэтому их часто

называют гамма-квантами (особенно фотоны высоких энергий); эти термины практически синонимичны. (Гамма-квант - фотон большой энергии). Относится к классу бозонов, переносчик электромагнитного взаимодействия. Изотопический спин, барионное число, странность и очарование равны нулю. Другие свойства фотона приведены в Табл. 2.

Табл. 2. Характеристика фотона

название	символ	заряд	масса	спин	Время жизни
фотон	γ	0	0	1	Стабильный

Квантовый характер излучения и поглощения энергии электромагнитного поля был постулирован М.Планком в 1900 для объяснения свойств теплового излучения. Термин «фотон» введён химиком Г.Льюисом в 1926. В современной физике фотон — переносчик электромагнитного взаимодействия (часто называется элементарной частицей), фундаментальная составляющая света и всех других форм электромагнитного излучения.

В соответствии со *Стандартной Моделью* физики элементарных частиц, фотоны ответственны за наличие всех электрических и магнитных полей, а само их существование следует из симметрии физических законов относительно пространства и времени. Внутренние свойства фотона (электрический заряд, масса и спин) определяются калибровочной симметрией.

Фотон относится к калибровочным бозонам. Он не имеет массы покоя и электрического заряда, стабилен. Спин фотона равен 1, но из-за нулевой массы более правильное число - спиральность; по этой же причине внутренняя чётность фотона не определена. Является истинно нейтральной частицей (античастица для самого себя). Зарядовая чётность отрицательная. Фотон участвует в электромагнитном и гравитационном взаимодействии. Массу покоя фотона считают равной нулю, не имеет электрического заряда и не распадается спонтанно в вакууме. Фотон может иметь одно из двух состояний поляризации и описывается тремя пространственными параметрами - составляющими волнового вектора, который определяет его длину волны λ и его направление распространения. Фотоны излучаются во многих природных процессах, например, при движении электрического заряда с ускорением, когда атом или ядро переходят из возбужденного состояния в состояние с меньшей энергией, или при аннигиляции пары электрон-позитрон. При обратных процессах (возбуждение атома, рождение электрон-позитронных пар) происходит поглощение фотонов.

Поскольку фотон - безмассовая частица, он движется в вакууме со скоростью c (скорость света в вакууме). Если его энергия равна E , то импульс p связан с энергией соотношением $E=cp$. Для сравнения, для частиц с ненулевой массой покоя связь массы и импульса с энергией определяется формулой $E^2=c^2p^2+m^2c^4$, как показано в специальной теории относительности. Энергия и импульс фотона зависят только от его частоты ν (или, что то же самое, длины волны λ)

$$E = \hbar\omega = h\nu \quad (1)$$

$$p = \hbar k \quad (2)$$

и, следовательно, величина импульса есть

$$p = \hbar k = \frac{h}{\lambda} = \frac{h\nu}{c} \quad (3)$$

где \hbar - постоянная Планка, $h/2\pi$; \mathbf{k} - волновой вектор и $k=2\pi/\lambda$ - его величина (волновое число), и $\omega=2\pi\nu$ - угловая частота. \mathbf{k} указывает направление движения фотона. Фотон также имеет спин, который не зависит от частоты.

Фотону свойственен корпускулярно-волновой дуализм. Фотон демонстрирует свойства волны в явлениях дифракции и интерференции при масштабах, сравнимых с длиной волны фотона. Например, *одиночные* фотоны, проходящие через двойную щель, создают на экране интерференционную картину, определяемую уравнениями Максвелла. Но фотон не есть короткий импульс электромагнитного излучения: он не делится на несколько пучков оптическими делителями лучей. Скорее, фотон ведет себя как частица, которая излучается или поглощается целиком объектами, размеры которых много меньше его длины волны (например, атомными ядрами), или, вообще, могут считаться точечными (например, электрон).

3.2 Протон

Наряду с нейтронами, протоны составляют ядро, скрепленное сильным взаимодействием. Протон – барион и составлен из двух *u*-кварков и одного *d*-кварка. Его долгое время считали стабильной частицей, но с развитием модели великого объединения, предложили, что он может распадаться с периодом полураспада примерно 10^{32} лет. Распад протона нарушил бы закон сохранения барионного числа, и стал бы единственным известным процессом в природе его нарушающим. Природа заключения кварка предполагает, что кварк

окружен облаком глюонов, и в пределах крошечного объема протона другие пары кварк-антикварк могут возникнуть, а затем аннигилировать без изменения чисто внешнего появления протона.

Протон (от греч. *protos* — первый; символ *p*), стабильная элементарная частица, ядро атома водорода. Протон имеет массу $m_p = (1,6726485 \pm 0,0000086) \times 10^{-24}$ г ($m_p = 1836 m_e = 938,3$ Мэв/ c^2 где m_e — масса электрона, c — скорость света) и положительный электрический заряд $e = (4,803242 \pm 0,000014) \times 10^{-10}$ единиц заряда в системе СГС. Спин протона равен $1/2$ (в единицах постоянной Планка), и как частица с полуцелым спином протон подчиняется статистике Ферми-Дирака (является фермионом). Магнитный момент протона равен $m_p = (2,7928456 \pm 0,0000011) m_n$, где m_n - ядерный магнетон. Вместе с нейтронами протон образуют атомные ядра всех химических элементов, при этом число протонов в ядре равно атомному номеру данного элемента и, следовательно, определяет место элемента в периодической системе элементов. Свободные протоны составляют основную часть первичной компоненты космических лучей. Существует античастица по отношению к протону - антипротон.

В 1919-20 Э. Резерфорд экспериментально наблюдал ядра водорода, выбитые α -частицами из ядер др. элементов; он же в начале 20-х гг. ввёл термин «протон».

Протон является сильно взаимодействующей частицей (адроном) и относится к «тяжёлым» адроном – барионам, барионный заряд протона $B = +1$. Закон сохранения барионного заряда объясняет стабильность протона — самого лёгкого из барионов. Протоны участвуют также во всех других видах фундаментальных взаимодействий элементарных частиц - электромагнитном, слабом и гравитационном.

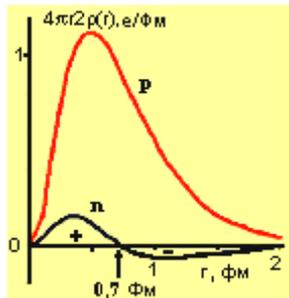


Рис. 2. Распределение электрического заряда в нейтроне и протоне.

В сильном взаимодействии протон и нейтрон имеют совершенно одинаковые свойства и поэтому рассматриваются как два квантовых состояния одной частицы — нуклона. Возможность объединения адронов в такого рода семейства частиц с общими свойствами - изотонические мультиплеты - учитывается введением квантового числа «изотопический спин»; изотопический спин нуклона $I = 1/2$. Важнейшим примером сильного взаимодействия с участием протонов являются ядерные силы, связывающие нуклоны в ядре. По-видимому, протон окружен «облаком» виртуальных частиц (глюонов), которые он непрерывно испускает и поглощает.

Данные по рассеянию электронов на нуклонах показали, что размер протона $\sim 0,8$ Фм. Размер нейтрона приблизительно такой же. Протон лишен четкой границы.

Плотность заряда в протоне плавно убывает по закону

$$\rho(r) = \rho(0)\exp(-r/a), \quad (4)$$

где $\rho(0) = 3 e/\text{Фм}^3$, $a = 0,23$ Фм.

Среднее от квадрата радиуса протона

$$\langle r^2 \rangle = \frac{\int_0^{\infty} 4\pi r^2 \rho(r) r^2 dr}{\int_0^{\infty} 4\pi r^2 \rho(r) dr} = 0,62 \text{Фм} \quad (5)$$

Отличие величины $\langle r_E^2 \rangle_n^{1/2}$ от нуля означает, что заряд нейтрона только после усреднения по всему объему нейтрона равен нулю.

В нейтроне центральная часть ($r < 0,7$ Фм) заряжена положительно, периферийная часть — отрицательно.

Распределения магнитных моментов протона и нейтрона совпадают.

Данные о структуре нуклона свидетельствуют о том, что нуклон имеет сложную внутреннюю структуру. По современным представлениям он состоит из кварков, взаимодействующих посредством обмена квантами сильного взаимодействия — глюонами.

В экспериментах по глубоко неупругому рассеянию электронов и нейтрино были определены заряды и спины партонов внутри нуклона. Внутри нуклона существуют точечноподобные объекты — партоны, в которых сосредоточена вся масса нуклона. Размер партонов $< 10^{-17}$ см. Заряженные партоны имеют характеристики кварков — их спин $1/2$, а заряды в единицах e либо $+2/3$, либо $-1/3$. 3. Нейтральные партоны, отождествляемые с глюонами, несут около половины внутренней энергии нуклона.

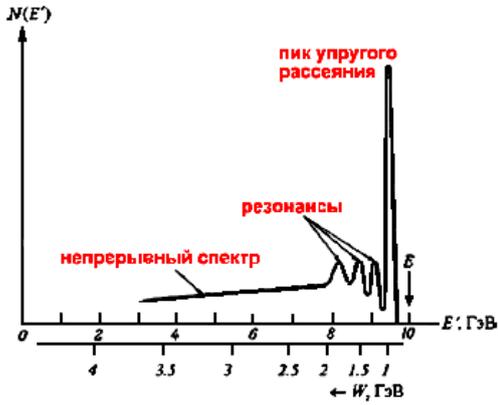


Рис. 3. Схематический спектр электронов с энергией $E \approx 10$ ГэВ, рассеянных на нуклоне.

В энергетическом спектре глубоконеупруго рассеянных электронов с начальной энергией $E = 10$ ГэВ на протонах наряду с пиком упругого рассеяния отчетливо наблюдаются резонансы, соответствующие возбужденным состояниям нуклона. Ближайший к упругому пику соответствует возбуждению нуклонного резонанса $\Delta(1232)$. За ним видны еще два более высокораспределенных нуклонных резонанса. При меньших энергиях наблюдается непрерывный спектр.

Результаты этих исследований подтверждают, что нуклон это частица, состоящая из трех валентных кварков, виртуальных морских кварков-антикварков и глюонов.

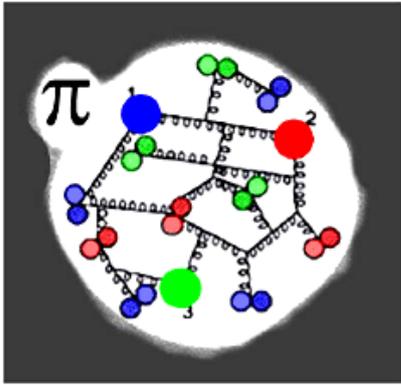


Рис. 4. Структура протона.

Электромагнитные свойства протона неразрывно связаны с его участием в сильном взаимодействии. Примером такой связи является фоторождение мезонов при взаимодействии протона с γ -квантом с энергией порядка 150 МэВ. Взаимодействием протона с виртуальными π^+ -мезонами качественно объясняется большое отличие магнитного момента протона от ядерного магнетона (которому он должен быть равен согласно предсказанию уравнения Дирака). В 1950-х обнаружено пространственное распределение электрического заряда и магнитного момента протона, что свидетельствует о наличии внутренней структуры протона (см. далее «кварки»).

Примерами слабого взаимодействия с участием протонов являются внутриядерные превращения протона в нейтрон и наоборот (бета-распад ядер и K -захват). В 1953 наблюдался процесс, обратный β -распаду, - образование нейтрона и позитрона при поглощении свободным протоном антинейтрино, что было первым прямым экспериментальным доказательством существования нейтрино.

Важное следствие теории великого объединения – нестабильность протона и его распад с периодом полураспада порядка 10^{32} лет. Такой длительный период полураспада чрезвычайно трудно измерить, однако попытки предпринимаются. Распад протона возможен различными путями: минимальное время жизни протона ($2,9 \cdot 10^{32}$ лет) ожидается при распаде $p \rightarrow e^+ + \omega$, а максимальное ($50 \cdot 10^{32}$) – при распаде $p \rightarrow e^+ + \pi^0$.

3.3 Нейтрон

Совместно с протонами, нейтроны образуют ядра атомов. В ядре они удерживаются вместе сильным взаимодействием.

Нейтрон – нейтральная (не обладающая электрическим зарядом) элементарная частица со спином $1/2$ и массой, превышающей массу протона на 2.5 электронной массы (на 0,2%, что соответствует разнице в энергии 1,29 МэВ); относится к барионам. Магнитный момент нейтрона равен примерно двум ядерным магнетонам и отрицателен, т. е. направлен противоположно механическому, спиновому, моменту количества движения. Нейтроны относятся к классу сильно взаимодействующих частиц (адронов) и входят в группу барионов, т. е. обладают барионным зарядом, равным, как и у протона (p), $+1$. Нейтроны устойчивы только в составе стабильных атомных ядер. Свободный нейтрон нестабильная частица, распадающаяся на протон, электрон (e^-) и электронное антинейтрино ($\bar{\nu}_e$):

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e. \quad (6)$$

Табл. 3. Основные характеристики нейтронов.

Спин	1/2
Заряд (e - заряд электрона)	$q_n = -0,4 \cdot 10^{-21} e$
Масса в атомных единицах	$m_n = 939,56533 \text{ МэВ} = 1,00866491578 \text{ а.е.м.}$
Разность масс нейтрона и протона в атомных единицах	$m_n - m_p = 1,2933318 \text{ МэВ} = 0,0013884489 \text{ а.е.м.}$
Время жизни	$t_n = 885,4 \text{ с}$

Магнитный момент	$m_n = -1,9130427 m_N$
Электрический дипольный момент	$d_n < 0,63 \cdot 10^{-25} \text{ е.см (CL=90\%)}$
Электрическая поляризуемость	$a_n = 0,98 \cdot 10^{-3} \Phi_m^3$

Нейтрон был открыт в 1932 английским физиком Дж.Чедвигом, который установил, что обнаруженное немецкими физиками В. Боте и Г. Бекером проникающее излучение, возникающее при бомбардировке атомных ядер (в частности, бериллия) α -частицами, состоит из незаряженных частиц с массой, близкой к массе протона.

По своим свойствам нейтрон очень близок протону: n и p имеют почти равные массы, один и тот же спин, способны взаимно превращаться друг в друга, например в процессах бета-распада; они одинаковым образом проявляют себя в процессах, вызванных сильным взаимодействием, в частности ядерные силы, действующие между парами $p-p$, $n-p$ и $n-n$, одинаковы (если частицы находятся соответственно в одинаковых состояниях). Такое сходство позволяет рассматривать нейтрон и протон как одну частицу - нуклон, которая может находиться в двух разных состояниях, отличающихся электрическим зарядом Q . Нуклон в состоянии с $Q = +1$ есть протон, с $Q = 0$ — нейтрон. Соответственно, нуклону приписывается (по аналогии с обычным спином) некоторая внутренняя характеристика — изотонический спин I , равный $1/2$, «проекция» которого может принимать (согласно общим правилам квантовой механики) $2I + 1 = 2$ значения: $+1/2$ и $-1/2$. n и p образуют изотопический дублет: нуклон в состоянии с проекцией изотопического спина на ось квантования $+1/2$ является протоном, а с проекцией $-1/2$ — нейтроном. Как компоненты изотопического дублета, нейтрон и протон имеют одинаковые квантовые числа: барионный заряд $B = +1$, лептонный заряд $L = 0$, странность $S = 0$ и положительную внутреннюю чётность. Изотопический дублет нуклонов входит в состав более широкой группы «похожих» частиц - октет барионов с $J = 1/2$, $B = 1$ и положительной внутренней чётностью; помимо n и p в эту группу входят Λ , Σ^+ , Σ^0 , Ξ^- , Ξ^0 - гипероны, отличающиеся от n и p странностью.

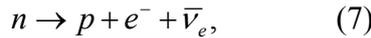
Магнитный дипольный момент нейтрона равен: $\mu_n = -1,91315 \mu_N$, где $\mu_N = 5,05 \cdot 10^{-24} \text{ эрг/гс}$ - ядерный магнетон. Частица со спином $1/2$, описываемая уравнением Дирака, должна обладать магнитным моментом, равным одному магнетону, если она заряжена, и нулевым, если не заряжена. Наличие магнитного момента у нейтрона, так же как аномальная величина магнитного момента протона ($\mu_p = 2,79 \mu_N$), указывает на то, что эти частицы имеют сложную внутреннюю структуру, т. е. внутри них существуют электрические токи, создающие дополнительный «аномальный» магнитный момент протона $1,79 \mu_N$ и приблизительно равный ему по величине и противоположный по знаку магнитный момент нейтрона ($-1,9 \mu_N$).

Электрический дипольный момент d любой элементарной частицы должен быть равен нулю, если взаимодействия элементарных частиц инвариантны относительно обращения времени (T -инвариантность). Для нейтрона $d_n < 10^{-23} \text{ см}\cdot\text{е}$. Это означает, что сильное, электромагнитное и слабое взаимодействия с большой точностью T -инвариантны.

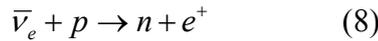
Нейтрон и протон участвуют в сильных взаимодействиях как компоненты единого изотопического дублета нуклонов. Изотопическая инвариантность сильных взаимодействий приводит к связи между характеристиками различных процессов с участием нейтрона и протона, например эффективные сечения рассеяния π^+ -мезона на протоне и π^- -мезона на нейтроне равны, так как системы π^+p и π^-n имеют одинаковый изотопический спин $I = 3/2$ и отличаются лишь значениями проекции изотопического спина I_3 ($I_3 = +3/2$ в первом и $I_3 = -3/2$ во втором случаях), одинаковы сечения рассеяния K^+ на протоне и K на нейтроне и т.п. При низких энергиях реальные взаимодействия нейтронов и протонов с заряженными частицами и атомными ядрами различаются из-за наличия у протона электрического заряда, обуславливающего существование далекодействующих кулоновских сил между протоном и др. заряженными частицами на таких расстояниях, на которых короткодействующие ядерные силы практически отсутствуют. Если энергия столкновения протона с протоном или атомным ядром ниже высоты кулоновского барьера (которая для тяжелых ядер порядка 15 МэВ), рассеяние протона происходит за счёт сил электростатического отталкивания, не позволяющих частицам сблизиться до расстояний порядка радиуса действия ядерных сил. Отсутствие у нейтрона электрического заряда позволяет ему проникать через электронные оболочки атомов и свободно приближаться к атомным ядрам. Именно это обуславливает уникальную способность нейтрона сравнительно малых энергий вызывать различные ядерные реакции, в том числе реакцию деления тяжёлых ядер. Рассеяние медленных нейтронов на протонах при энергиях вплоть до 15 МэВ сферически симметрично в системе центра инерции, т.е. определяется взаимодействием $n-p$ в состоянии относительного движения с орбитальным моментом количества движения $l = 0$ (так называемая S -волна).

Электромагнитные свойства нейтрона определяются наличием у него магнитного момента, а также существующим внутри нейтрона распределением положительного и отрицательного зарядов и токов. Все эти характеристики связаны с участием нейтрона в сильном взаимодействии, обуславливающим его структуру. Магнитный момент нейтрона определяет поведение нейтрона во внешних электромагнитных полях: расщепление пучка нейтронов в неоднородном магнитном поле, прецессию спина нейтрона. Внутренняя электромагнитная структура нейтрона проявляется при рассеянии электронов высокой энергии на нейтроне и в процессах рождения мезонов на нейтроне γ -квантами (фоторождение мезонов). Взаимодействие магнитного момента нейтрона с магнитными моментами электронных оболочек атомов проявляется существенно для нейтронов, длина волны которых порядка или больше атомных размеров (энергия $E < 10$ эВ). Интерференция с ядерным рассеянием позволяет получать пучки поляризованных медленных нейтронов.

Слабое взаимодействие нейтрона проявляется в таких процессах, как распад нейтрона:



захват электронного антинейтрино протоном:



и мюонного нейтрино (ν_μ) нейтроном: $\nu_\mu + n \rightarrow p + \mu^-$, ядерный захват мюонов: $\mu^- + p \rightarrow n + \nu_\mu$, распады странных частиц, например $\Lambda \rightarrow \pi^0 + n$, и т.д.

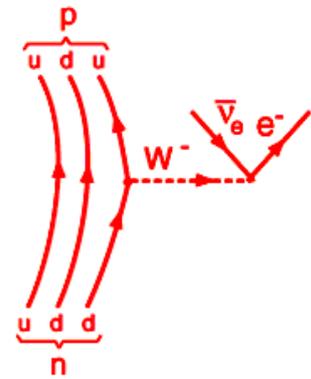


Рис. 5. Диаграмма Феймана для распада нейтрона, демонстрирующая участие W^- -мезона, как переносчика взаимодействия

Нейтрон - единственная из имеющих массу покоя элементарных частиц, для которой непосредственно наблюдалось гравитационное взаимодействие - искривление в поле земного тяготения траектории хорошо коллимированного пучка холодных нейтронов.

Нейтрон – барион и состоит из двух d -кварков и одного u -кварка. Как частица с полуцелым спином, нейтрон подчиняется статистике Ферми-Дирака (является фермионом).

Рис. 6. Детальная картина распада нейтрона при слабом взаимодействии (Подобная трансформация кварков происходит во многих ядерных процессах, включая β -распад).



Распад нейтрона включает слабое взаимодействие, как указано на фейнмановской диаграмме **Рис. 5**. Его распад есть пример бета распада с эмиссией электрона и электронного антинейтрино. Распад нейтрона связан с трансформацией кварка, при которой d («down»)-кварк конвертируется в u («up»)-кварк под действием слабого взаимодействия. Среднее время жизни $10.3 \text{ мин}/0.693 = 14.9$ мин удивительно длинное для образования излучения с энергией 1.29 МэВ.

	U = "up" кварк $+\frac{2}{3}e$	$m_p = 1838.68 m_e$
	D = "down" кварк $-\frac{1}{3}e$	Масса = $1.6749 \times 10^{-27} \text{ кг}$
		= $939.5656 \text{ МэВ}/c^2$
		= 1.0086647 а.е.

Рис. 7. Процессы в нейтроне при его β -распаде.

Распад нейтрона – пример наблюдений, приведших к открытию нейтрино.

3.4 Нейтрино

Нейтрино — стабильные нейтральные лептоны, возможно нулевой массы, с полуцелым $(1/2)\hbar$ спином, участвующие только в слабом и гравитационном взаимодействиях. При нулевой массе покоя магнитный момент нейтрона равен нулю. Чрезвычайно слабо взаимодействуют с веществом: нейтрино с энергией 1 МэВ имеют в свинце длину свободного пробега $\sim 10^{20}$ см (~ 100 световых лет). Известно три типа нейтрино и три соответствующие им антинейтрино. Каждому заряженному лептону соответствует своя пара нейтрино/антинейтрино: электронное нейтрино/антинейтрино, мюонное нейтрино/антинейтрино, тау-нейтрино/антинейтрино. (Названия - электронное, мюонное, таонное – объединены термином «ароматы»). Электронное, мюонное и тау-нейтрино, превращаются в процессах слабого взаимодействия в соответствующие заряженные лептоны - электрон, мюон и тритон. Частица от античастицы здесь отличаются знаком соответствующего лептонного заряда и спиральностью. Нейтрино имеет левую спиральность (спин направлен против движения частицы), а антинейтрино – правую (спин – по направлению движения). Нейтрино и антинейтрино - разные частицы. Нейтрино не истинно нейтрально; оно имеет неэлектрический заряд - так называемый нейтринный заряд.

Масса электронного нейтрино крайне мала. Верхняя экспериментальная оценка составляет всего 2 эВ (получена для антинейтрино). Верхние пределы для масс мюонного и тау-нейтрино на 2006 оценивались в 190 кэВ и 18.2 МэВ соответственно. Масса нейтрино важна для объяснения феномена скрытой массы в космологии, так как, несмотря на её малость, концентрация нейтрино во Вселенной достаточно высока, чтобы существенно повлиять на среднюю плотность. Если нейтрино имеют ненулевую массу, то различные виды нейтрино могут преобразовываться друг в друга. Это так называемые нейтринные осцилляции.

Любой вид нейтрино обладает собственным угловым моментом - спином. По величине он одинаков для всех видов нейтрино и такой же, как у протона или любого лептона, - $1/2h$ (постоянной Планка). Нейтрино всех видов взаимодействуют с веществом с одинаковой интенсивностью. При взаимодействии с веществом электронное нейтрино превращается в электрон, а электронное антинейтрино - позитрон. Взаимодействие мюонного нейтрино с веществом приводит к образованию μ^- , а мюонного антинейтрино - к образованию μ^+ . Эти свойства взаимодействия нейтрино связаны с сохранением лептонного числа. Нейтрино рождаются и взаимодействуют с веществом только в состояниях с определённой проекцией спина на направление движения - спиральностью. Все нейтрино имеют левую спиральность, а все антинейтрино - правую, т.е. проекция спина всех нейтрино на направление движения отрицательна, а антинейтрино - положительна.

Коротко остановимся на истории открытия нейтрино. Одной из основных проблем в ядерной физике 20-30-х годов XX века была проблема бета-распада: спектр электронов, образующихся при β -распаде, измеренный английским физиком Д.Чедвигом в 1914 имеет непрерывный характер, то есть, из ядра вылетают электроны самых различных энергий. Развитие квантовой механики в 20-х годах привело к пониманию дискретности энергетических уровней в атомном ядре (Л.Мейтнер, 1922). Спектр вылетающих при распаде ядра частиц должен быть дискретным (состоять из одной вертикальной линии), и показывать энергии, равные разнице энергий уровней, между которыми при распаде происходит переход. Таковым, например, является спектр α -частиц при α -распаде. Таким образом, непрерывность спектра электронов β -распада ставила под сомнение закон сохранения энергии. Чтобы спасти закон сохранения энергии было высказано предположение, что потерянную энергию уносит какая-то неизвестная и незаметная частица. Гипотезу о существовании чрезвычайно слабо взаимодействующей с веществом лёгкой нейтральной частицы со спином $1/2$, выдвинул в 1930 В.Паули. Несколько позже Э.Ферми назвал её нейтрино, т.е. нейтрончик. Введение такой частицы обеспечило сохранение энергии и момента количества движения в β -распаде.

На примере нейтрона рассмотрим алгоритм введения дополнительной частицы в схему β -распада нейтрона.

Используя понятие энергии связи, и представляя массы покоя частиц в энергетических единицах, выход энергии при распаде нейтрона можно вычислить в зависимости от массы частицы. Выход энергии обычно обозначают символом Q . Поскольку энергия и импульс должны быть сохранены в распаде, то более легкий электрон уносит большую часть кинетической энергии. Для расчёта кинетической энергии этой частицы следует использовать выражение для релятивистской кинетической энергии.

$$\textcircled{N} \quad m_n = 939.5656 \text{ МэВ}$$

$$\textcircled{+} \quad m_p = 938.2723 \text{ МэВ}$$

$$\textcircled{-} \quad m_e = 0.510999 \text{ МэВ}$$

$$0.7823 \text{ МэВ} = Q \text{ для } n \rightarrow p + e^-$$

Сначала предположим (неправильно), что продуктами распада являются протон и электрон. Выход энергии Q тогда будет разделен между протоном и электроном. Электрон получит большинство кинетической энергии и станет релятивистским, а протон - нерелятивистским. Баланс энергии

$$Q = 0,7823 \text{ МэВ} = E_{ке} = \frac{1}{2} m_p v_p^2 = E_{ке} + \frac{p_p^2 c^2}{2m_p c^2} \quad (9)$$

Согласно закону сохранения импульса:

$$p_{\text{электрон}} = -p_{\text{протон}} \quad (10)$$

и импульс электрона p_e может быть выражен в терминах кинетической энергии электрона

$$p_e^2 = E_{ке}^2 + 2E_e m_e c^2 \quad (11)$$

Энергетический баланс тогда становится

$$0,7823 \text{ МэВ} = E_{ке} + \frac{E_e^2 + 2E_e m_e c^2}{2m_p c^2} \quad (12)$$

Член $E_{ке}^2$ пренебрежимо мал, что позволяет рассчитать кинетическую энергию электрона для этой двухчастичной схемы распада

$$0,7823 \text{ МэВ} = E_{ке} \left[1 + \frac{m_e}{m_p} \right]; \quad E_{ке} = 0,7819 \text{ МэВ} \quad (13)$$

Аналогично, импульс электрона для этого двухчастичного распада должен быть

$$p_e = \sqrt{E_e^2 + 2E_{ке}m_e c^2} = 1,188 \text{ МэВ} \quad (14)$$

Мы нашли импульс и энергию для двухчастичного распада нейтрона. Однако в эксперименте не фиксируется одно значение энергии и одно значения электрона – существует непрерывное распределение и по импульсу и по энергии (**Рис.8**).

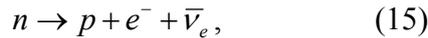


Рис. 8. Распределение электронов по энергиям и импульсам при β -распаде нейтрона.

Тот факт, что электроны, возникшие при распаде нейтрона имеют непрерывное распределение по энергии и импульсам, является ясным признаком, что ещё одна (дополнительная) частица испускается наряду с электроном и протоном. Эта частица должна быть нейтральной и в предельном случае

уносить всю энергию и импульс распада. В принципе, это понятно. Но! Когда электрон приобретёт получит всю энергию распада, не останется энергии для образования массы третьей частицы (нейтрино). То есть дополнительная частица мало того, что не имеет заряда, она ещё не должна иметь никакой массы! Эта мистическая частица была названа нейтрино; впоследствии она была обнаружена экспериментально.

Трёхчастичное (правильное) понимание распада нейтрона записывается так:



где $\bar{\nu}_e$ - электронное антинейтрино.

Протон, как продукт распада, удовлетворяет закону сохранения барионного числа, но появление электрона без дополнительной частицы нарушило бы сохранение лептонного числа. Для выполнения закона сохранения лептонного числа, третья частица должна быть электронным антинейтрино, т.к. у электрона лептон 1, и у антинейтрино лептон 1.

4. КВАРКИ

Кварки и Лептоны - стандартные блоки, создающие материю, поэтому их называют фундаментальными частицами. В существующей стандартной модели, есть шесть «ароматов» кварка. Они составляют все известные мезоны и барионы (более 200). Самые известные барионы - протон и нейтрон, каждый из которых построен из u - и d - кварков. Кварк существует только в виде комбинации двух кварков (мезоны), трёх кварков (барионы), и недавно обнаруженных частиц с пятью кварком (пентакварк). Кварки обладают и дополнительной внутренней характеристикой, называемой цвет.

Гипотеза о том, что адроны построены из специфических субъединиц, была впервые выдвинута М.Гелл-Манном и, независимо от него, Дж.Цвейгом в 1964 году. Слово «кварк» было заимствовано Гелл-Манном из романа Дж.Джойса «Поминки по Финнегану», где в одном из эпизодов звучит фраза «Three quarks for Mister Mark!» (обычно переводится как «Три кварка для мистера Марка!»), слово «quark» в этой фразе является звукоподражанием крику морских птиц.

Табл. 4. Характеристики кварков.

Название	Спин	Заряд	Масса	Барионное число	S	C	B	T
Первое поколение								
d Нижний (down)	1/2	-1/3	360 МэВ	1/3	0	0	0	0
u Верхний (up)	1/2	+2/3	360 МэВ	1/3	0	0	0	0
Второе поколение								
s Странный (strange)	1/2	-1/3	540 МэВ	1/3	-1	0	0	
c Очарованный (charm)	1/2	+2/3	1,5 ГэВ	1/3	0	+1	0	0
Третье поколение								
b Красивый (beauty, bottom)	1/2	-1/3	5 ГэВ	1/3	0	0	+1	0
t Истинный (truth, top)	1/2	+2/3	174 ГэВ	1/3	0	0	0	+1

*К массам нельзя относиться слишком серьезно, потому что невозможно извлечь кварк из нуклона и непосредственно взвесить. Массы оцениваются косвенно из экспериментов по рассеиванию. Массы, указанные для u - и d -кварков составляют 1/3 массы, протона, ибо протон имеет три кварка.

Размеры кварков можно считать точечными (по современным оценкам диаметр кварка менее 10^{-17} см).

Кварки принято характеризовать **ароматом** (странность, очарование, красота, прелесть), т.е. специфическим зарядом (аддитивным квантовым числом, не являющимся источником взаимодействия). Аромат кварка переносится на частицы, в состав которых входит данный кварк. Величина этого заряда позволяет классифицировать различные адроны (например, адроны со странностью -1, адроны с очарованием +1). Поскольку кварк и его антикварк имеют все заряды противоположных знаков, в истинно нейтральных мезонах, состоящих из кварков и соответствующих антикварков, аромат кварка явно не проявляется. Такие мезоны обладают скрытым ароматом. В сильных и электромагнитных взаимодействиях аромат кварка сохраняется, т.е. сохраняется полное число кварков данного аромата минус число соответствующих антикварков. Поэтому в процессах сильного и электромагнитного взаимодействий странные, очарованные, красивые и т.п. частицы могут образовываться только парами. Аромат кварка может изменяться только в процессах слабого взаимодействия. Например, в β -распаде нейтрона происходит превращение d -кварка нейтрона в u -кварк конечного протона.

Каждый из шести «ароматов» кварка может иметь три различных «цвета».

Каждый кварк имеет квантовое число, называемое цветом. Цвет является аналогом электрического заряда, хотя и более сложным. Наличие цвета объясняет сильное взаимодействие кварков, отсутствующее у не имеющих цвета лептонов.

Силы кварка являются силами притяжения только в «бесцветных» комбинациях трех кварков (барионы), пар кварк - антикварк (мезоны) и, возможно, в больших комбинациях, типа пентакварка. Кварк подвергается преобразованиям путём обмена бозонами W ; те же преобразования определяют скорость и природу распада адронов при слабым взаимодействии.

Цвет – квантовое число, характеризующее кварки и глюоны. Для каждого типа кварка принимает одно из трёх возможных значений. В квантовой хромодинамике с цветом связан специфический «цветовой заряд», определяющий взаимодействие «цветных» частиц.

Кварки группируются в три поколения, в каждом из которых один кварк обладает зарядом $+2/3$, а другой - $(-1/3)$. Подразделение на поколения распространяется также и на лептоны. Кварки участвуют в сильных, слабых и электромагнитных взаимодействиях. Сильные взаимодействия (обмен глюоном) могут изменять цвет кварка, но не меняют его аромат. Слабые взаимодействия, наоборот, не меняют цвет, но могут менять аромат.

Аналогично тому, как электрические заряды взаимодействуют посредством фотонов, так взаимодействие цветовых зарядов осуществляют переносчики сильного взаимодействия - глюоны. Однако в отличие от единственного фотона, имеется восемь различных типов глюонов. Если фотон не имеет электрического заряда и поэтому сам с собой не взаимодействует, то глюоны, обладая цветовым зарядом, взаимодействуют друг с другом. В этом лежит причина принципиально нового явления, называемого конфайнментом или невылетанием кварков (*confinement-заключение в тюрьму*). Дело в том, что, несмотря на достаточно большие энергии частиц, ускоренных в современных ускорителях, кварки наблюдать в свободном состоянии не удастся. Они существуют в природе только в виде пар кварк-антикварк ($q\bar{q}$), троек (qqq) или более сложных образований, таких, чтобы электрический заряд этих объектов оказывался целочисленным. Все подобные объекты обладают нулевым цветовым зарядом. Явление конфайнмента состоит в следующем. При попытке получить кварк в свободном состоянии (т.е. «вытащить» его из адрона на достаточно большое расстояние, сообщив ему высокую энергию) напряженность поля нескомпенсированного цветового заряда кварка оказывается столь сильной, что за счет сообщенной энергии из вакуума рождается пара ($q\bar{q}$) и антикварк \bar{q} движется вместе с кварком, который пытаются оторвать. В результате вылетает не кварк, а составная частица, не имеющая цвета. По этой же причине глюоны также не удастся наблюдать в свободном состоянии. Явление конфайнмента обуславливает малый радиус действия сильного взаимодействия. Цветная сила, удерживающая кварк в нуклоне, не уменьшается с расстоянием, как это принято у других сил, а увеличивается!). С расстоянием она растёт очень сильно – 1 ГэВ на ферми. Поэтому нужны силы совершенно немыслимые в земных условиях, чтобы оторвать кварк от нуклона и выделить его в свободном состоянии. Рост сил с расстоянием не позволяет возникнуть эффекту туннелирования, как это имеет место при α -распаде.

Замечание. Несколько проясняет ситуацию «модель сумки». Пусть миллиардный шар находится в сумке с упругими стенками. Внутри её он может перемещаться достаточно свободно. Но если вы попытаетесь вытащить шар из сумки, стенки её сомкнутся и станут препятствовать вам сделать это. Чем сильнее будете тянуть, тем сильнее будет сопротивляться сумка.

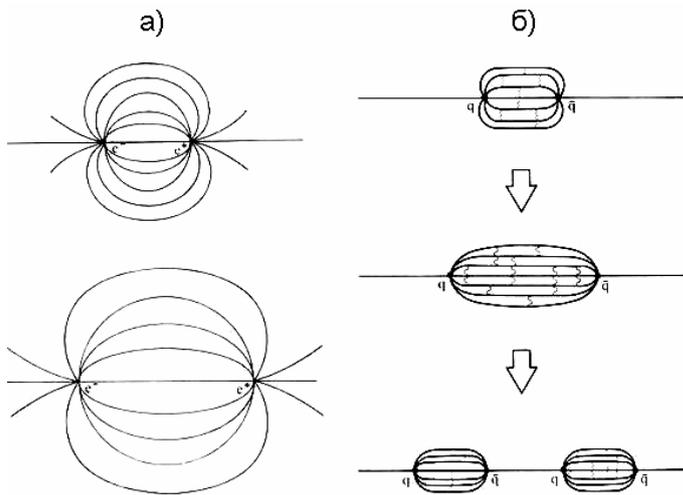


Рис. 9. Схема, иллюстрирующая различие в поведении электромагнитных и сильных взаимодействий. а) При разделении зарядов, линии электрического поля расходятся; б) Цветовые силовые линии между кварками коллимируются в подобную трубе форму и не расходятся при разделении кварков. В конечном счете, после того, как примененная сила произвела необходимую работу единственная трубка раскалывается на две.

Симметрия между кварками и лептонами, предполагает, что кварки могут сами состоять из чего-то более простого. Рабочее название для гипотетических частиц-составляющих кварков - преоны (айконы).

5. ЯДЕРНЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Прежде чем рассматривать ядерные силы и участие в них элементарных частиц, дадим определения некоторых важных понятий.

Материя (от лат. *Materia*- вещество) - философская категория для обозначения объективной реальности, которая отображается нашими ощущениями, существуя независимо от них (объективно). Материя является обобщением понятия материального и идеального, в силу их относительности.

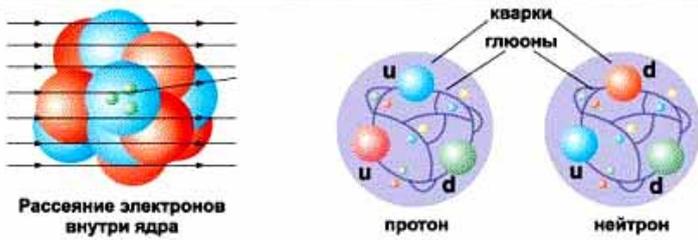
Вещество - форма материи, в отличие от поля, обладающая массой покоя. Вещество состоит из частиц, среди которых чаще всего встречаются электроны, протоны и нейтроны. Последние два образуют атомные ядра, а все вместе - атомы (атомное вещество), из которых - молекулы, кристаллы и т. д. Вещество есть энергообразование из фрагментов материи.

Антивещество - материя, состоящая из античастиц. По современным представлениям, силы, определяющие структуры материи (сильное взаимодействие, образующее ядра, и электромагнитное взаимодействие, образующее атомы и молекулы) совершенно одинаковы как для частиц, так и для античастиц. Это означает, что структура антивещества должна быть идентична структуре обычного вещества. Отличие вещества и антивещества возможно только за счёт слабого взаимодействия, однако при обычных температурах слабые эффекты пренебрежимо малы. Ведется довольно много рассуждений на тему того, почему наблюдаемая часть вселенной состоит почти исключительно из вещества и существуют ли другие места, заполненные, наоборот, практически полностью антивеществом; но на сегодняшний день наблюдаемая асимметрия вещества и антивещества во вселенной - одна из самых больших нерешенных задач физики. Предполагается, что столь сильная асимметрия возникла в первые доли секунды после Большого Взрыва. Первым объектом, целиком составленным из античастиц, был синтезированный в 1965 анти-дейтрон; затем были получены и более тяжёлые антиядра. В 1995 в ЦЕРНе был синтезирован атом антиводорода, состоящий из позитрона и антипротона. В последние годы антиводород был получен в значительных количествах и было начато детальное изучение его свойств. При взаимодействии вещества и антивещества их масса превращается в энергию. Такую реакцию называют аннигиляцией. Антивещество - лидер среди известных веществ по плотности энергии.

Многие элементарные частицы являются квантами физического поля того или иного типа.

Поле физическое - особая форма материи, система с бесконечным числом степеней свободы. К физическим полям относятся электромагнитные и гравитационные поля, поле ядерных сил, а также волновые (квантованные) поля, соответствующие различным частицам (напр., электрон-позитронное поле). Источниками поля физического являются частицы (например, для электромагнитного поля - заряженные частицы). Создаваемые частицами физические поля переносят (с конечной скоростью) взаимодействие между соответствующими частицами (в квантовой теории взаимодействие обусловлено обменом квантами поля между частицами).

Физические поля ответственны за взаимодействия в материальном мире. Остановимся на некоторых из них.



Фундаментальные элементарные частицы

Кварки		Лептоны		
Обозначение	Электрический заряд	Название	Обозначение	Электрический заряд
u	$+\frac{2}{3}e$	Электрон	e	-e
c	$+\frac{2}{3}e$	Мюон	μ	-e
t	$+\frac{2}{3}e$	Таон	τ	-e
d	$-\frac{1}{3}e$	Электронное нейтрино	ν_e	0
s	$-\frac{1}{3}e$	Мюонное нейтрино	ν_μ	0
b	$-\frac{1}{3}e$	Таонное нейтрино	ν_τ	0

Фундаментальные взаимодействия

	Сильное	Электромагнитное	Слабое	Гравитационное
Взаимодействующие частицы	кварки, нуклоны	частицы с электрическими зарядами	кварки, лептоны	все частицы
Радиус действия сил	10^{-15} м	∞	10^{-17} м	∞
Относительная сила взаимодействия	1	10^2	10^3	10^{38}
Частицы - носители взаимодействия	глюоны, мезоны	фотоны	промажущие бозоны	гравитоны (?)

5.1 Виды взаимодействий

Электромагнитные взаимодействия ответственны за энергетический вклад в связь заряженных частиц. Эти силы проявляются на достаточно больших расстояниях.

Слабые взаимодействия ответственны за энергетический вклад в связь элементарных частиц, составляющих нуклоны. Взаимодействия этого типа проявляются при самопроизвольном распаде нуклонов

Сильные взаимодействия ответственны за основной энергетический вклад в связь нуклонов внутри ядра. В сильных взаимодействиях участвуют адроны. Радиус действия этих сил очень мал - около 10^{-13} см (примерно равен радиусу ядер) и практически отсутствует вне радиуса их действия. Эти силы сильнее электромагнитных примерно в 100 раз. Частный случай сильного взаимодействия - ядерные силы.

Гравитационные взаимодействия - слабые взаимодействия, ответственные за энергетический вклад в связь элементарных частиц, составляющих нуклоны. Взаимодействия этого типа проявляются при самопроизвольном распаде нуклонов

Существует точка зрения, что все четыре типа взаимодействий представляют собой явления одной природы и должны описываться единым образом. Единая теория слабых и электромагнитных взаимодействий уже построена. Называется она модель великого объединения.

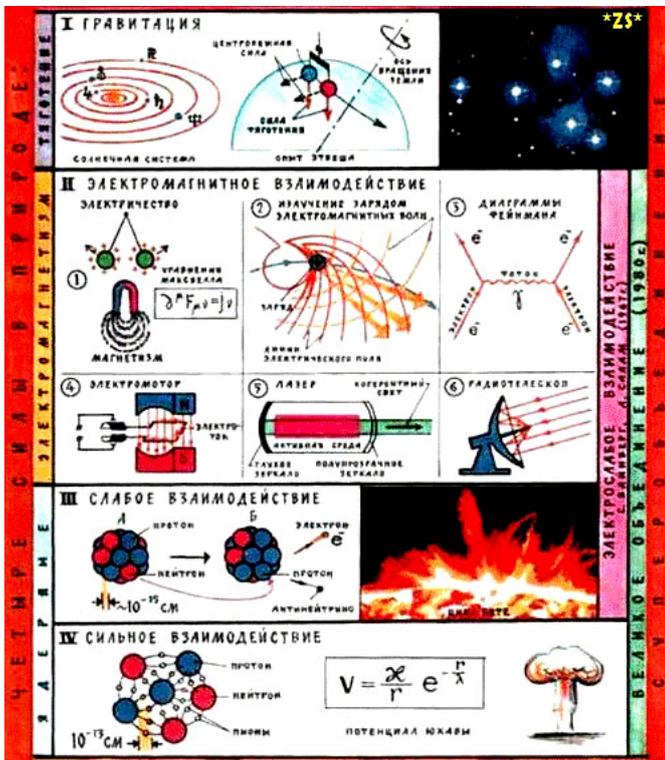
Далее мы ограничимся случаем сильного взаимодействия применительно к ядерным силам.

5.2 Сильные взаимодействия

Сильное ядерное взаимодействие - одно из четырёх фундаментальных взаимодействий в физике. Оно действует в масштабах атомных ядер и меньше, отвечая за притяжение между нуклонами в ядрах и между кварками в адронах. В сильном взаимодействии участвуют кварки и глюоны, а также составленные из них элементарные частицы, называемые **адронами**.

Необходимость введения понятия сильных взаимодействий возникла в 1930-х годах, когда стало ясно, что ни явление гравитационного, ни явление электромагнитного взаимодействия не могли ответить на вопрос, что связывает нуклоны в ядрах. В 1935 японский физик Х.Юкава построил первую количественную теорию взаимодействия нуклонов, происходящего посредством обмена новыми частицами, которые сейчас известны как пи-мезоны (или пионы). Пионы были впоследствии открыты экспериментально в 1947. В этой пион-нуклонной теории притяжение или

отталкивание двух нуклонов описывалось как испускание пиона одним нуклоном и последующее его поглощение другим нуклоном (по аналогии с электромагнитным взаимодействием, которое описывается как обмен виртуальным фотоном). Эта теория успешно описала целый круг явлений в нуклон-нуклонных столкновениях и связанных состояниях, а также в столкновениях пионов с нуклонами.



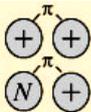
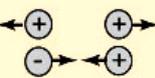
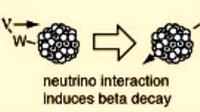
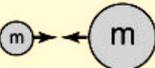
Force	Diagram	Strength	Range (m)	Particle
Strong		1	10^{-15} (diameter of a medium sized nucleus)	gluons, π (nucleons)
Electromagnetic		$\frac{1}{137}$	Infinite	photon mass = 0 spin = 1
Weak		10^{-6}	10^{-18} (0.1% of the diameter of a proton)	Intermediate vector bosons W^+, W^-, Z^0 , mass > 80 GeV spin = 1
Gravity		6×10^{-39}	Infinite	graviton ? mass = 0 spin = 2

Рис. 10. Некоторые свойства фундаментальных взаимодействий.

На расстояниях $r_0 \approx 10^{-15}$ м величина сильного взаимодействия между нуклонами, составляющими атомное ядро, настолько велика, что позволяет практически не принимать во внимание их электромагнитное взаимодействие (отталкивание). В хорошем приближении потенциальная функция взаимодействия двух нуклонов описывается выражением

$$U(r) = -k \frac{\exp(-r/r_0)}{r} \quad (15)$$

в котором, $r_0 = 1,23 \times 10^{-15}$ м, k - константа сильного взаимодействия, обычно полагающаяся равной 1 в «системе констант» фундаментальных взаимодействий, где, например, постоянная электромагнитного взаимодействия равна постоянной тонкой структуры (Такая потенциальная функция называется потенциалом Юкавы.) Модуль этой функции очень быстро убывает и на расстояниях, больших r_0 уже ничтожно мал.

ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ:

ГРАВИТАЦИОННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ
Гравитационное взаимодействие имеет универсальный характер и выступает в виде притяжения. Оно является самым слабым из всех остальных взаимодействий (сила электрического отталкивания электронов в 1040 раз больше силы их гравитационного притяжения). В классической физике гравитационное взаимодействие описывается законом всемирного тяготения Ньютона. В общей теории относительности гравитация - проявление кривизны пространственно-временного континуума (поле тяготения создает искривление пространства тем больше, чем больше тяготеющая масса).
В квантовой теории квантами поля тяготения являются гравитоны, которые переносят энергию, обладают импульсом и другими характеристиками.

ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ
Электромагнитное взаимодействие имеет универсальный характер и может выступать в зависимости от знака заряда либо как притяжение, либо как отталкивание. Оно определяет возникновение атомов, молекул и макроскопических тел.
Электромагнитное взаимодействие в 100–1000 раз слабее сильного взаимодействия. Электромагнитное взаимодействие описывается электростатикой, электродинамикой, квантовой электродинамикой

СЛАБОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ
Слабое взаимодействие действует только в микромире и описывает некоторые виды ядерных процессов. Оно короткодействующее и характеризует все виды бета-превращений. Слабое взаимодействие слабее электромагнитного, но сильнее гравитационного. Слабое взаимодействие описывается теорией слабого взаимодействия, созданной в 1967 г. С. Вайнбергом и А. Саламом.

СИЛЬНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ
Сильное взаимодействие обеспечивает связь нуклонов в ядре и определяет ядерные силы. Оно описывается теорией сильных взаимодействий (квантовой хромодинамикой).

ГРАВИТАЦИОННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ = ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ = СЛАБОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ = СИЛЬНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ

Ядерные силы относятся к сильным. Их природа ещё не выяснена. Даже для простейшей системы из двух нуклонов неизвестна зависимость ядерных сил от расстояния между нуклонами.

Перечислим свойства ядерных сил и укажем на экспериментальные факты, подтверждающие эти свойства.

1. Огромная энергия связи нуклонов в ядре свидетельствует о том, что между нуклонами действуют силы притяжения, что подтверждается существованием стабильных ядер. Эти силы самые интенсивные в природе. Например, энергия связи простейшего ядра - ${}^4\text{He}$ - составляет 2,22 МэВ, а простейшего атома - водорода - равна 13,6 эВ.

2. Ядерные силы - *короткодействующие*. Они удерживают нуклоны на расстояниях $(1,2 \div 1,4) \cdot 10^{-13}$ см. При расстояниях между нуклонами, превышающих $2 \cdot 10^{-13}$ см действие ядерных сил не обнаруживается, тогда как на расстояниях меньших $1 \cdot 10^{-13}$ см, притяжение нуклонов заменяется отталкиванием.

3. На расстояниях, где между протонами действуют ядерные силы притяжения, они превосходят кулоновские силы отталкивания

приблизительно в 100 раз, действие которых на этих расстояниях также очень велико. Короткодействие ядерных сил приводит к резкому разграничению областей, где действуют только далекодействующие кулоновские силы, или только ядерные, которые подавляют кулоновские силы на малых расстояниях. На **Рис. 11а** показана потенциальная энергия взаимодействия протона с тремя различными ядрами: легким (${}^2\text{He}$), средним (${}^{28}\text{Ni}$) и тяжелым (${}^{92}\text{U}$). Функции $U(r)$ представляют собой энергию взаимодействия между протоном и ядром. За границами ядра существует только кулоновское отталкивание, энергия которого равна

$$U_k = \frac{Zze^2}{r}, \quad (16)$$

где Z - заряд ядра, z - заряд налетающей частицы. На расстоянии от ядра, где начинает проявляться действие ядерных сил притяжения, потенциальная энергия круто падает на расстояниях $\sim 10^{-13}$ см, что соответствует большой интенсивности ядерных сил (сила пропорциональна антиградиенту потенциальной энергии dU/dr). Внутри ядра потенциальная энергия отрицательна и представлена некоторой средней величиной (дно

потенциальной ямы). На **Рис. 11а** пунктиром показаны удельные энергии связи рассматриваемых ядер.

Вид	Взаимодействующие частицы	Проявление	Механизм	Интенсивность	Радиус действия, м
СИЛЬНОЕ	тяжелые частицы (кварки, нуклоны)	ядерные силы, обеспечивающие существование ядер	обмен глюонами	1	10^{-15}
ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ	заряженные частицы, фотоны	кулоновская сила, обеспечивающая существование атома	обмен фотонами	$\frac{1}{137}$	∞
СЛАБОЕ	кварки, лептоны	β -распад	обмен бозонами	10^{-10}	10^{-18}
ГРАВИТАЦИОННОЕ	все тела Вселенной	всемирное тяготение, обеспечивающее существование звезд, планетных систем	обмен гравитонами	10^{-38}	∞

Субатомные частицы		
Фотон	Лептоны Электроны Нейтрино Мюоны	Адроны Мезоны Бароны Протоны Нейтроны

Энергия ядерного взаимодействия характеризует только центрально-симметричную часть ядерных сил и не учитывает зависимость ядерных сил от спина и нецентральный характер ядерных сил.

Заряженная частица для сближения с ядром или при вылете из ядра должна преодолеть кулоновский барьер. На **Рис. 11б** приведена модельная потенциальная функция, где ядро и частица представлены в виде точечных зарядов. Высота кулоновского барьера в этом случае составит

$$B_k = \frac{Zze^2}{R} \approx \frac{Zz}{A^{1/3}} \text{ МэВ} \quad (17)$$

Ядерное взаимодействие между ядром и частицей аппроксимируется отвесной линией. Нейтроны не имеют электрического заряда и потому беспрепятственно сближаются с ядрами, т.е. для них отсутствует кулоновский барьер (жирная горизонтальная линия на **Рис. 11б** в области $r > R$), а ядерный потенциал у нейтрона оказывается таким же (с точностью до различия в массах), как и у протона.

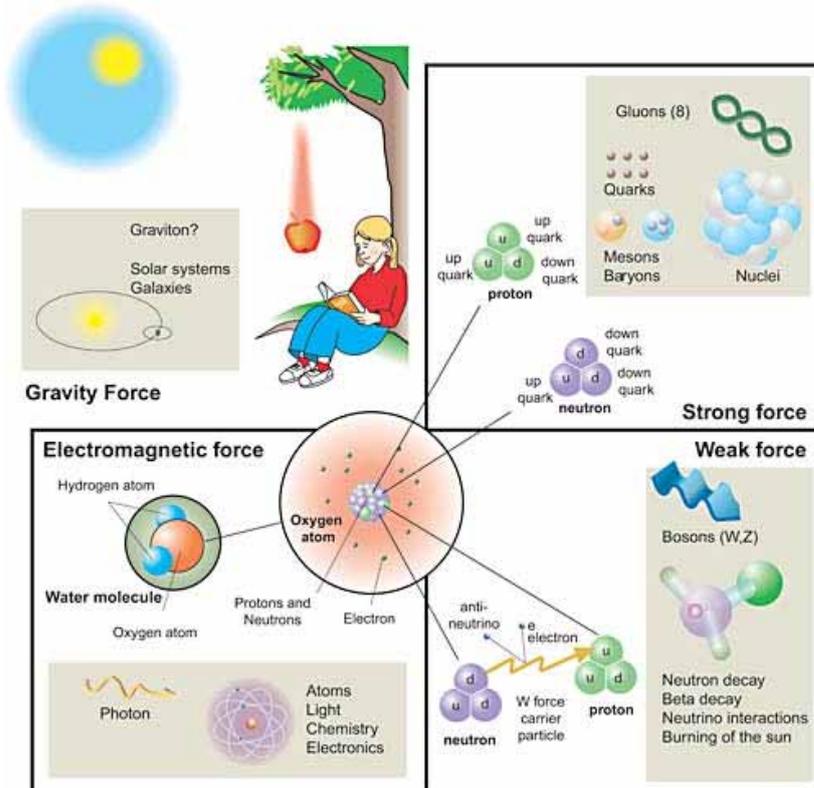
Ядерные силы зависят от взаимной ориентации спинов взаимодействующих нуклонов и от взаимной ориентации орбитального и спинового моментов каждого

из нуклонов. Это означает, что внутри ядра следует учитывать спин-орбитальное взаимодействие нуклонов. Зависимость ядерных сил от спина хорошо видна на примере дейтона, который имеет спин, равный единице, т.е. нейтрон и протон могут существовать в связанном состоянии только при параллельных спинах. При антипараллельных спинах нейтрон и протон не образует связанной системы, но притяжение между ними все же существует, что приводит к значительной эффективности рассеяния нейтронов на протонах. Поэтому рассеяние нейтронов на водородосодержащих средах оказывается также эффективным и широко используется для замедления нейтронов в ядерных реакторах. Если нуклоны одноименные, то наибольшее притяжение между ними наблюдается в случае антипараллельной ориентации их спинов. Как раз этой особенностью объясняется эффект спаривания нуклонов.

5. Интенсивность ядерного взаимодействия не зависит от электрического заряда нуклонов. Ядерные силы, действующие между двумя протонами (p – p), протоном и нейтроном (p – n) и двумя нейтронами (n – n),

находящихся в одинаковых пространственных и спиновых состояниях, одинаковы по величине. Это свойство называется *зарядовой независимостью* ядерных сил. Другими словами, протон и нейтрон оказываются равноправными относительно ядерного взаимодействия. Это, конечно, не означает, что кулоновское расталкивание протонов не играет роли внутри ядра или при рассеянии двух свободных протонов.

Зарядовую независимость обычно иллюстрируют на зеркальных ядрах (например, ${}^3_3\text{Li}$ и ${}^4_4\text{Be}$). Зеркальными называются ядра изобаров, количество протонов в одном из которых равно количеству нейтронов в другом и наоборот. В зеркальных ядрах число (p – n) связей остается постоянным, а (p – p) связи заменены на (n – n) связи. Энергии основных состояний у них сдвинуты друг относительно друга на величину разности $\Delta U_{\text{кул}}$ кулоновской энергии ядер и разность $\Delta m_{\text{нук}}$ нуклонов ($m_n > m_p$)



$$\Delta E = \Delta U_{\text{кул}} - \Delta m_{\text{нук}} \quad (18)$$

Соответствующие уровни энергии (энергетические спектры зеркальных ядер) очень близки, а спины и четности уровней совпадают. Однако, это не является прямым доказательством зарядовой независимости ядерных сил, так как сопоставляются не процессы парных взаимодействий между нуклонами отдельных типов, а рассматриваются свойства сложных нуклонных систем. Непосредственное доказательство гипотезы о зарядовой независимости ядерных сил получено в прямых опытах по изучению (p – p) и (n – p) рассеяния.

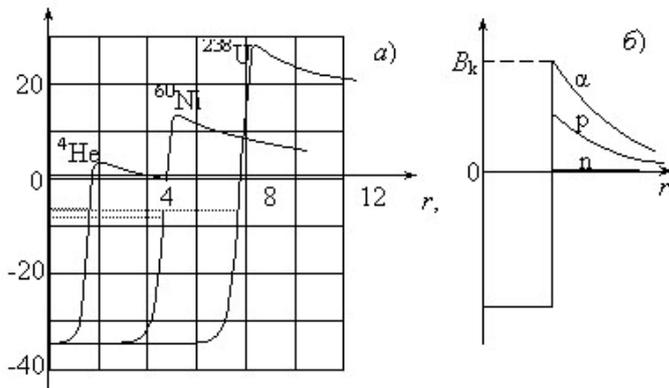


Рис. 11. а) Потенциальная функция взаимодействия α -частицы с лёгким (^4He), средним (^{60}Ni) и (^{238}U) ядрами; б) Идеализированная потенциальная функция.

б. Постоянство средней энергии связи на нуклон указывает на *свойство насыщения* ядерных сил: каждый нуклон в ядре взаимодействует с ограниченным числом соседних нуклонов. Свойство насыщения ядерных сил имеет парный характер. Например, пара нейтронов и пара протонов образует одно из самых прочных легких ядер ^4_2He - α -частицу. Присоединение еще одного нейтрона к α -частице оказывается невозможным.

7. Ядерные силы имеют *нецентральный* характер. Центральными называются силы, которые действуют вдоль прямой, соединяющей взаимодействующие тела. Центральные силы могут зависеть от относительной ориентации спинов частиц, но не должны зависеть от ориентации спинов относительно линии, соединяющей частицы. Рассмотрим некоторые свойства простейшего ядра ^2_1H . Спины нейтрона и протона в дейтоне параллельны, поэтому магнитный момент дейтона должен определяться алгебраической суммой магнитных моментов протона и нейтрона, равной $\mu_d + \mu_n = 2,79 - 1,91 = 0,88$. Измеренное значение магнитного момента дейтона $\mu_d = 0,86$ немного отличается, хотя величина расхождения намного превышает точность измерений. Различие можно объяснить только наличием у протона орбитального момента. Дейтон имеет квадрупольный момент $+0,0028 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$, т.е. распределение плотности электрического заряда (а следовательно и ядерного вещества) отлично от сферически симметричного и вытянуто вдоль спина. Таким образом, система из протона и нейтрона имеет наибольшую энергию связи только тогда, когда спины обоих нуклонов направлены вдоль оси дейтона. Это свидетельствует о том, что ядерные силы в общем случае имеют нецентральный характер, так как они зависят не только от расстояния между нуклонами, но и от ориентации спинов относительно линии, соединяющей нуклоны.

8. Ядерные силы имеют *обменный* характер. Это означает, что они обусловлены обменом третьей частицей, пи-мезоном. Взаимодействие между зарядами осуществляется через электромагнитное поле, которое может быть представлено как совокупность квантов энергии – фотонов. Каждый заряд создает вокруг себя поле, непрерывно испуская и поглощая фотоны. Процесс взаимодействия между двумя зарядами заключается в обмене виртуальными, а не реальными фотонами. В квантовой механике виртуальными называются частицы, которые не могут быть обнаружены за время их существования.

Можно показать, что для образования свободных (не виртуальных) квантов ядерного поля необходима энергия не менее 140 МэВ. Эти частицы были впоследствии открыты в составе космических лучей и были названы π -мезонами (пионами). Существует три типа пионов - положительный (π^+) пион с зарядом e , отрицательный (π^-) с зарядом $-e$ и нейтральный (π^0). Все три частицы нестабильны. Заряженные пионы имеют одинаковую массу, равную $273m_e$ (140 МэВ), и время жизни $\tau = 2,55 \cdot 10^{-8} \text{ с}$. Масса нейтрального пиона составляет $264m_e$ (135 МэВ), а время жизни $\tau = 2,1 \cdot 10^{-16} \text{ с}$. Спин любого пиона равен нулю.

В результате виртуальных процессов

$$p \Leftrightarrow (n) + \pi^+ \quad (19)$$

$$n \Leftrightarrow (p) + \pi^- \quad (20)$$

$$p \Leftrightarrow (p) + \pi^0, \quad n \Leftrightarrow (n) + \pi^0 \quad (21)$$

нуклон оказывается окруженным облаком виртуальных π -мезонов, которые образуют поле ядерных сил. Поглощение этих пионов другими нуклонами приводит к сильному взаимодействию между нуклонами и происходит по одной из следующих схем:

$$p + n \Leftrightarrow (n) + \pi^+ + n \Leftrightarrow n + p \quad (22)$$

$$n + p \Leftrightarrow (p) + \pi^- + p \Leftrightarrow p + n \quad (23)$$

$$p + n \Leftrightarrow (p) + \pi^0 + n \Leftrightarrow p + n \quad (24)$$

$$p + p \Leftrightarrow (p) + \pi^0 + p \Leftrightarrow p + p \quad (25)$$

$$n + n \Leftrightarrow (n) + \pi^0 + n \Leftrightarrow n + n \quad (26)$$

Процесс (22) находит экспериментальное подтверждение в рассеянии нейтронов на протонах. После прохождения пучка нейтронов через мишень, содержащую ядра ^1H в пучке появляются протоны, которые имеют ту же энергию и направление движения, что и падающие нейтроны. Количество таких протонов на много превышает возможность образования протонов в результате упругого взаимодействия нейтронов с протонами мишени. Соответствующее количество нейтронов обнаруживается и в мишени. Остается признать, что часть нейтронов, пролетая вблизи ядер ^1H захватывает виртуальные π^+ -мезоны и превращается в протоны. Орбитальное движение π^- -мезонов в процессе (20) вызывает возникновение у нейтрона отрицательного магнитного момента, так как нейтрон часть времени проводит в виртуальном состоянии $(p) + \pi^-$. Аномальный магнитный момент протона ($2,79\mu_B$) вместо одного ядерного магнетона можно также объяснить орбитальным движением π^+ -мезонов в течение того времени, когда протон находится в виртуальном состоянии (19).

Время виртуального процесса $\Delta t \approx 2 \cdot 10^{-23}$ с - *характерное время ядерного взаимодействия*.

Обмен пионами между одним и двумя другими нуклонами, находящимися в пределах радиуса действия ядерных сил мало вероятен. Отсюда вытекает свойство насыщения ядерных сил со всеми вытекающими последствиями: постоянство удельной энергии связи, рост объема ядра пропорционально числу частиц нуклонов в ядре, независимость потенциала от координаты внутри ядра. Мезонная теория даёт правильное описание природы ядерных сил, но уравнения этой теории настолько сложны математически, что до настоящего времени не существует надежных способов их решения.

5.3 Квантовая хромодинамика

В 1970-х годах была построена микроскопическая теория сильного взаимодействия кварков, которая получила название квантовая хромодинамика.

Первоначально в составных моделях кварки выступали скорее как удобный элемент теоретического описания симметрии адронов и их взаимодействий, нежели как реальные физические объекты. Вопрос о реальности существования кварков усложнялся тем, что свободные кварки не были обнаружены ни в экспериментах на ускорителях, ни в космических лучах. Этот вопрос, по-видимому, разрешается современной теорией сильного взаимодействия - квантовой хромодинамикой (КХД).

Квантовая хромодинамика начинается с того, что мы постулируем, что каждый кварк обладает новым внутренним квантовым числом, условно называемым цветовым зарядом, или просто цветом. Термин «цвет», конечно же, не имеет никакого отношения к оптическим цветам и введён исключительно для целей популяризации.

(a) The Standard Model

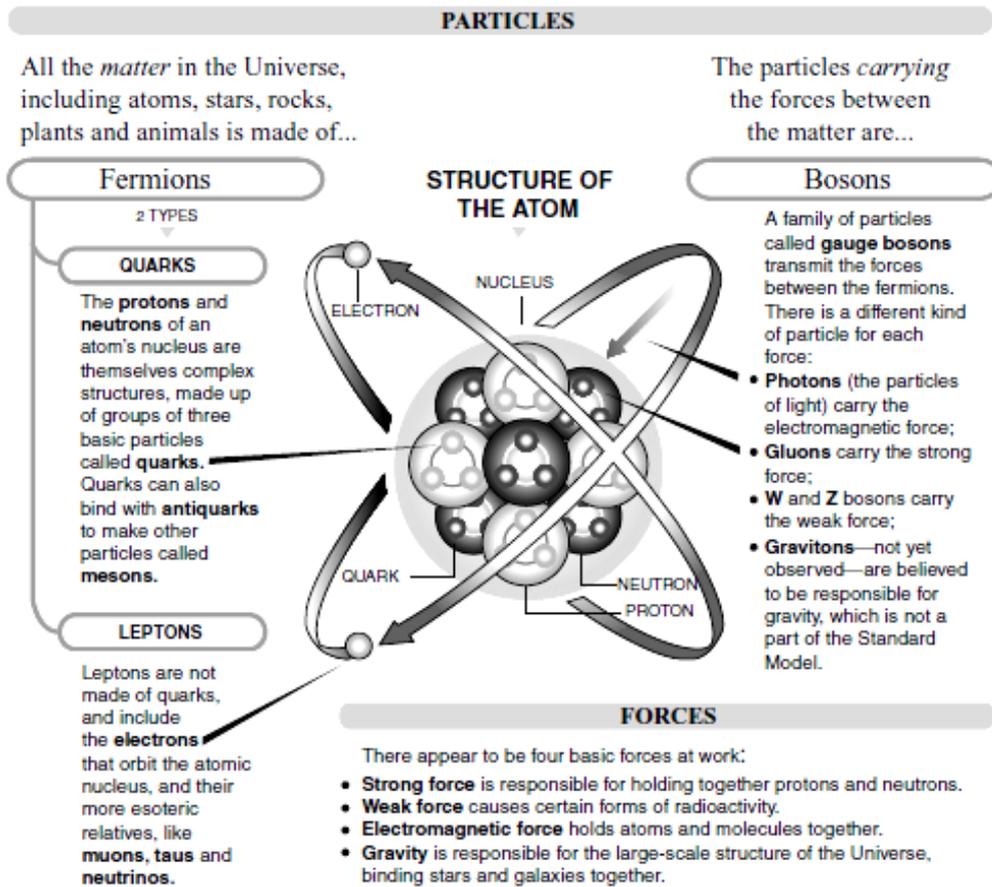


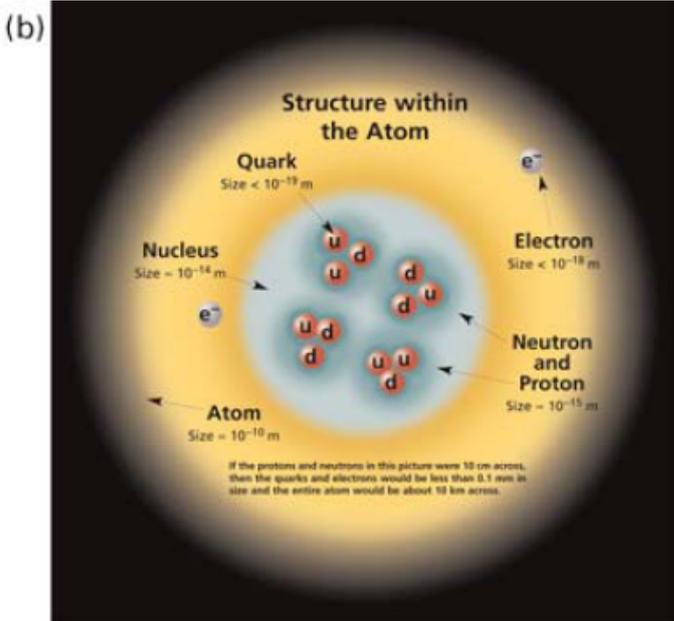
Рис. 12. Две трактовки стандартной модели.

Дело в том, что инвариантная в цветовом пространстве комбинация есть сумма трёх различных цветов. Это

сильно напоминает то, что сумма трёх основных оптических цветов - красного, зелёного и синего - дает белый цвет, т. е. бесцветное состояние. Именно в этом смысле базисные вектора в цветовом пространстве часто называют не первый, второй, третий, а «красный» (к), «зелёный» (з) и «синий» (с). Антикваркам соответствуют анти-цвета (ак, аз, ас), причём комбинация «цвет + антицвет» тоже бесцветна. Глюоны же в цветовом пространстве есть комбинации «цвет-антицвет», причём такие комбинации, которые не являются инвариантными относительно вращений в цветовом пространстве. Таких независимых комбинаций оказывается восемь, и выглядят они следующим образом: к-аз, к-ас, з-ак, з-ас, с-ак, с-аз, $(к-ак - з-аз)/\sqrt{2}$, $(к-ак + з-аз - 2с-ас)/\sqrt{6}$. Например, «синий» кварк может испустить «синий-антизелёный» глюон и превратиться при этом в «зелёный» кварк.

Квантовая хромодинамика основана на предположении, что кварки каждого сорта (аромата) выступают в трёх различных модификациях,

характеризуемых новым специфическим свойством - **цветом** (красным, синим или зелёным). Цвет кварка является строго сохраняющимся зарядом, что позволяет естественным образом ввести взаимодействие между кварками, обусловленное наличием у них цветового заряда. Взаимодействие кварков происходит за счёт обмена квантами цветового поля - глюонами. Например, красный кварк, испуская глюон, превращается в синий кварк. Поскольку глюоны обладают цветовым зарядом, они сами являются источником глюонного поля. Это свойство глюонов приводит к специфическому закону изменения взаимодействия кварка с расстоянием. На малых расстояниях ($\ll 10^{13}$ см) взаимодействие между кварками в нуклоне практически отсутствует. С увеличением расстояния между кварками их цветовое взаимодействие растёт. На расстояниях



$\sim 10^{13}$ см цветное взаимодействие становится столь сильным, что препятствует дальнейшему увеличению расстояния между кварками (или глюонами, между которыми действуют те же цветовые силы). Так объясняется связывание или удержание (конфайнмент) кварков и глюонов в адронах («невыветание» свободных кварков и глюонов из адронов). Цветовой заряд кварков (и антикварков), связанных в адроны, полностью экранируется. Адроны являются белыми (бесцветными - не имеющими цветового заряда) составными частицами.

Квантовая хромодинамика позволяет описывать не только состояния адронов, но и процессы взаимодействия, в которых они участвуют. Реакция с участием адрона рассматривается как совокупность кварковых процессов. Предполагая, что кварковые процессы происходят одинаково в различных адронах, можно получить связь между сечениями реакций различных элементарных частиц, которая хорошо согласуется с экспериментальными данными. Согласно квантовой хромодинамике, наблюдаемые процессы аннигиляции электронов и позитронов высоких энергий с образованием адронов происходят в два этапа. На первом этапе электрон и позитрон аннигилируют в пару, состоящую из быстрого кварка и антикварка. На втором этапе в растущем с увеличением расстояния между образовавшимися кварком и антикварком глюонном поле начинается рождение пар кварков и антикварков. Начальные кварк и антикварк, взаимодействуя с вторичными кварками, антикварками и глюонами, формируют две струи адронов, сохраняющие направление движения начальных кварка и антикварка. Наблюдение двух адронных струй на встречных электрон-позитронных пучках может поэтому рассматриваться как доказательство существования кварков и антикварков.

Модели великого объединения требуют введения дополнительных векторных частиц - переносчиков взаимодействия адронов с лептонами. Таких частиц должно быть 12 с массой $m \sim 10^{14}$ - 10^{15} ГэВ. Получить и изучить экспериментально такие частицы пока невозможно, т.к. масса находится далеко за пределами энергий, достижимых на ускорителях как существующих конструкций, так и вообще мыслимых. При взаимодействиях с этими векторными бозонами не сохраняется ни барионный, ни лептонный заряд. Снова число частиц на новом уровне элементарности приближается или даже превосходит сотню.

Расчёты на основе квантовой хромодинамики хорошо согласуются с экспериментом в тех ситуациях, когда кварки и глюоны являются адекватным выбором степеней свободы. Такая ситуация имеет место при адронных столкновениях высоких энергий, в особенности, когда передача импульса от одной частицы к другой велика по сравнению с типичным адронным энергетическим масштабом (порядка 1 ГэВ). При более низких энергиях, из-за сильных многочастичных корреляций работа в терминах кварков и глюонов становится малоосмысленной, и приходится строить теорию взаимодействия бесцветных объектов - адронов.

Стандартная модель - теоретическая конструкция в физике элементарных частиц, описывающая электромагнитное, слабое и сильное взаимодействие всех элементарных частиц. Стандартная модель не включает в себя гравитацию.

Стандартная модель состоит из следующих положений.

Всё вещество состоит из 12 фундаментальных частиц-фермионов: 6 лептонов (электрон, мюон, тау-лептон, и три сорта нейтрино) и 6 кварков (u, d, s, c, b, t), которые можно объединить в три поколения фермионов. Кварки участвуют в сильных, слабых и электромагнитных взаимодействиях; заряженные лептоны (электрон, мюон, тау-лептон) - в слабых и электромагнитных; нейтрино - только в слабых взаимодействиях. Все три типа взаимодействий возникают как следствие постулата, что наш мир симметричен относительно трёх типов калибровочных преобразований.

Рис. 13. Стандартная модель элементарных частиц; в правой колонке — калибровочные бозоны.

Три поколения материи (Фермионы)				
	I	II	III	
Масса →	2,4 МэВ	1,27 ГэВ	171,2 ГэВ	0
Заряд →	$\frac{2}{3}$	$\frac{2}{3}$	$\frac{2}{3}$	0
Спин →	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1
Название →	u верхний	c очаровательный	t истинный	γ фотон
Кварки	4,8 МэВ	104 МэВ	4,2 ГэВ	0
	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$	0
	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1
	d нижний	s странный	b прекрасный	g глюон
Лептоны	<2,2 эВ	<0,17 МэВ	<15,5 МэВ	91,2 ГэВ
	0	0	0	0
	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1
	ν_e электронное нейтрино	ν_μ мюонное нейтрино	ν_τ тау нейтрино	Z⁰ слабое взаимодействие
	0,511 МэВ	105,7 МэВ	1,777 ГэВ	80,4 ГэВ
	-1	-1	-1	± 1
	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1
	e электрон	μ мюон	τ тау	W[±] слабое взаимодействие

Частицами-переносчиками взаимодействий являются: 8 глюонов для сильного взаимодействия (группа симметрии $SU(3)$); 3 тяжёлых калибровочных бозона (W^+, W^-, Z^0) для слабого взаимодействия (группа симметрий $SU(2)$); один фотон для электромагнитного взаимодействия (группа симметрии $U(1)$).

В отличие от электромагнитного и сильного, слабое взаимодействие может смешивать фермионы из разных поколений, что приводит к нестабильности всех частиц, за исключением легчайших, и к таким эффектам, как нарушение CP-инвариантности и нейтринные осцилляции.

До сих пор все предсказания Стандартной модели подтверждались экспериментом, иногда с фантастической точностью в миллионные доли процента. Однако недавно появились результаты, в которых предсказания Стандартной модели слегка расходятся с экспериментом и даже явления, крайне трудно поддающиеся интерпретации в её рамках. С другой стороны, очевидно, что Стандартная модель не может являться последним словом в физике элементарных частиц, ибо она содержит слишком много внешних параметров, а также не включает гравитацию. Поэтому поиск отклонений от Стандартной модели (так называемой «новой физики») - одно из самых активных направлений исследования в последние годы. Ожидается, что эксперименты на коллайдере смогут зарегистрировать множество отклонений от Стандартной модели.

6. АНТИМАТЕРИЯ

Выше, при рассмотрении элементарных частиц, было продемонстрировано наличие в природе помимо частиц ещё и античастиц (например, электрона и позитрона, нейтрона и антинейтрона). Под античастицей понимают элементарную частицу, масса и спин которой точно равны массе и спину данной частицы, а электрический заряд, магнитный момент и другие соответствующие характеристики равны по величине, но противоположны по знаку. Наличие античастиц ставит вопрос о возможности получения антивещества (антиатомов и антимолекул) в земных условиях. Поскольку изучением химических свойств антиматерии будут заниматься радиохимики, коротко остановимся на этой проблеме.

Античастица — частица-двойник(зеркальное отражение) некоторой другой элементарной частицы, обладающая той же массой и тем же спином, но отличающаяся от неё знаками некоторых характеристик взаимодействия (зарядов, таких как электрический и цветовой заряд, барионное и лептонное квантовое число).

Существование античастиц было предсказано П.А.М.Дираком. Полученное им в 1928 квантовое релятивистское уравнение движения электрона (уравнение Дирака) с необходимостью содержало решения с отрицательными энергиями. В дальнейшем было показано, что исчезновение электрона с отрицательной энергией следует интерпретировать как возникновение частицы (той же массы) с положительной энергией и с положительным электрическим зарядом, т. е. античастицы по отношению к электрону. Эта частица - позитрон - была открыта в 1932.

В последующих экспериментах было установлено, что не только электрон, но и все остальные частицы имеют свои античастицы. В 1936 году в космических лучах были открыты мюон (μ^-) и μ^+ его античастица, а в 1947 - π^- и π^+ - мезоны, составляющие пару частица - античастица; в 1955 в опытах на ускорителе зарегистрирован антипротон, в 1956 — антинейтрон и т. д. К настоящему времени наблюдались античастицы практически всех известных частиц, и не вызывает сомнения, что античастицы имеются у всех частиц. Для некоторых нейтральных частиц, античастица тождественно совпадает с частицей. Это, в частности, фотон, нейтральный пи-мезон, эта-мезон, гравитон и др. Такие частицы называют истинно нейтральными. Подчеркнём, что электрически нейтральные частицы могут и не совпадать со своими античастицами. Это, в частности, касается нейтрона, нейтрино, нейтрального каона и т. д.

Существование и свойства античастиц определяются в соответствии с фундаментальным принципом квантовой теории поля — её инвариантностью относительно CPT-преобразования. Из CPT-теоремы следует, что масса, спин и время жизни частицы и её античастицы должны быть одинаковыми. В частности, стабильным (относительно распада) частицам соответствуют стабильные античастицы (однако в веществе сколько-нибудь длительное существование их невозможно из-за аннигиляции с частицами вещества). Состояния частиц и их античастиц связаны операцией зарядового сопряжения. Поэтому частица и античастица имеют противоположные знаки электрических зарядов (и магнитных моментов), имеют одинаковый изотопический спин, но отличаются знаком его третьей проекции, имеют одинаковые по величине, но противоположные по знаку странность, очарование, красоту и т. д.

Вследствие инвариантности относительно зарядового сопряжения (C-инвариантности) сильного и электромагнитного взаимодействий, связанные соответствующими силами составные объекты из частиц (атомные ядра, атомы) и из античастиц (ядра и атомы антивещества) должны иметь идентичную структуру. Слабое взаимодействие не инвариантно относительно зарядового сопряжения и, следовательно, нарушает симметрию между частицами и античастицами, что проявляется в различии некоторых дифференциальных характеристик их слабых распадов.

Рождение античастиц происходит в столкновениях частиц вещества, разогнанных до энергий, превосходящих порог рождения пары частица-античастица. Античастицы рождаются во взаимодействиях

частиц на ускорителях; хранение образующихся античастиц осуществляют в накопительных кольцах при высоком вакууме. В естественных условиях античастицы рождаются при взаимодействии первичных космических лучей с веществом, например, атмосферы Земли, а также должны рождаться в окрестностях пульсаров и активных ядер галактик. Античастицы возникают при испарении первичных чёрных дыр малой массы. Согласно теории горячей Вселенной, на очень ранних стадиях расширения Вселенной в равновесии с веществом и излучением находились пары частица-античастица всех сортов. В соответствии с моделями великого объединения эффекты нарушения С- и CP-инвариантности в неравновесных процессах с несохранением барионного числа могли привести в очень ранней Вселенной к барионной асимметрии Вселенной даже в условиях строгого начального равенства числа частиц и античастиц. Это даёт физическое обоснование отсутствию наблюдательных данных о существовании во Вселенной объектов из античастиц.

При столкновении частицы со своей античастицей возможна их аннигиляция.

Аннигиляция (лат. *annihilatio* - превращение в ничто, уничтожение) - процесс превращения элементарной частицы и античастицы при их столкновении в другие частицы, например, электрона и позитрона в фотоны.

Замечание. При аннигиляции образуется два фотона (а не один), поскольку в системе центра масс сталкивающихся частиц их суммарный импульс равен нулю, а один рожденный фотон всегда будет иметь ненулевой импульс. Закон сохранения импульса требует рождения, как минимум, двух фотонов с нулевым общим импульсом. Энергия фотонов определяется законом сохранения энергии.

Под антивеществом понимают материю, состоящую из античастиц. Ядра атомов антивещества «построены» из антинуклонов, а внешняя оболочка – из позитронов. Возможность существования антивещества следует из инвариантности законов природы относительно преобразования СРТ (заряда, пространства и времени). Вследствие инвариантности сильного взаимодействия относительно зарядового сопряжения ядерное взаимодействие между антинуклонами совпадает с соответствующим взаимодействием между нуклонами, что обеспечивает существование ядер из антинуклонов («антиядер»). Антиядра обладают массой и энергетическим спектром такими же, как у ядер, состоящих из соответствующих нуклонов. Электрические заряды и магнитные моменты антиядер равны по величине и противоположны по знаку электрическим зарядам и магнитным моментам соответствующих ядер. Вследствие инвариантности электромагнитного взаимодействия электромагнитные переходы в ядрах вещества и антивещества совпадают. Электромагнитное взаимодействие позитронов и ядер антивещества должно приводить к образованию связанных состояний - атомов антивещества, причем атомы антивещества и вещества должны иметь идентичную структуру. Вследствие CP-инвариантности слабого взаимодействия обусловленное им смешивание атомных или ядерных состояний с противоположной четностью одинаково для вещества и антивещества.

Замечание. Эквивалентность материи и антиматерии основывается на законе инвариантности, согласно которому, если у куска вещества одновременно заменить на противоположные все заряды элементарных частиц, направление потока времени и четность, то получившаяся субстанция будет подчиняться тем же самым законам физики. Если эта инвариантность существует, антиводород будет вести себя точно так же, как и водород. В частности, будет поглощать и испускать свет идентичной частоты. Если же его спектр будет различаться, то существующая сейчас стандартная модель физики частиц рассыплется.

Столкновение объекта, состоящего из вещества, с объектом из антивещества приводит к аннигиляции входящих в их состав частиц и античастиц. Аннигиляция медленных электронов и позитронов ведет к образованию гамма-квантов, а аннигиляция медленных нуклонов и антинуклонов - к образованию нескольких пи-мезонов. В результате последующих их распадов образуется жесткое гамма-излучение с энергией гамма-квантов более 70 МэВ.

В экспериментах на ускорителях были зарегистрированы события образования легких антиядер (антиводорода, антидейтерия, антигелия-3) в столкновениях адронов.

На Земле, в Солнечной системе и в непосредственно окружающем Солнечную систему космическом пространстве отсутствует сколько-нибудь заметное количество антивещества. Однако возможность существования макроскопических областей антивещества не является пока окончательно исключенной.

ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

Лекция 7. ЯВЛЕНИЕ РАДИОАКТИВНОСТИ

Одно из свойств материи – радиоактивность – сопровождает существование и развитие органической жизни на Земле с момента ее возникновения наряду с гравитационным, магнитным, электрическим полями нашей планеты. От этого свойства материи избавиться невозможно, и нужно научиться использовать и принимать его таким образом, чтобы польза, приносимая этим явлением биосфере (и человечеству) превышала вред.

В данной лекции мы рассмотрим некоторые свойства явления радиоактивности и связанного с ним радиоактивного (ионизирующего) излучения. Определённое внимание уделим перспективам дальнейшего развития Периодической системы элементов.

1. РАДИОАКТИВНОСТЬ

Согласно принятому в настоящее время определению (ИЮПАК):

Радиоактивность – свойство некоторых нуклидов подвергаться радиоактивному распаду.

Здесь отсутствуют какие-либо намёки на радиацию, потому что чаще используют другие определения, которые хоть и не приняты официально, но лучше передают суть явления:

Радиоактивность - превращение атомных ядер в другие ядра, сопровождающееся испусканием различных частиц и электромагнитного излучения. Отсюда и название явления: на латыни *radio* — излучаю, *activus* - действенный.

Радиоактивность - самопроизвольное превращение неустойчивых изотопов одного химического элемента в изотоп другого элемента, сопровождающееся испусканием элементарных частиц, ядер и жесткого электромагнитного излучения.

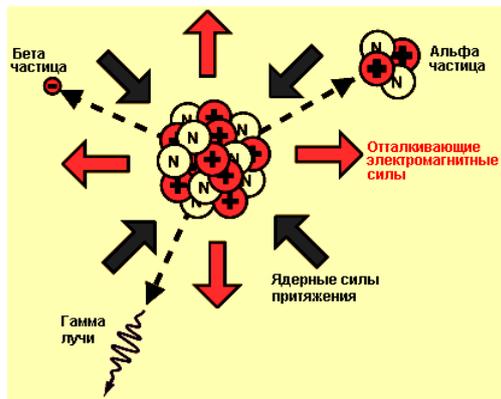


Рис.1. Нарушение ядерного равновесия в ядре, приводящие к радиоактивному распаду.

Радиоактивные превращения протекают с изменением строения, состава и энергетического состояния ядер атомов, и сопровождаются испусканием или захватом заряженных или нейтральных частиц, и выделением коротковолнового излучения электромагнитной природы (кванты гамма-излучения). Эти испускаемые частицы и кванты носят общее название радиоактивных (или ионизирующих) излучений, а элементы, ядра которых могут по тем или иным (естественным или искусственным) причинам самопроизвольно распадаются, называются радиоактивными или же радионуклидами. Причинами радиоактивного распада являются нарушения равновесия между ядерными (короткодействующими) силами притяжения и электромагнитными (дальнодействующими) силами отталкивания положительно заряженных протонов (Рис. 1).

Нуклидом называют атомы или ядра с данным числом нуклонов и данным зарядом ядра. Нуклиды могут быть стабильными и нестабильными, т.е. радиоактивными.

Нуклид – разновидность атома, характеризующаяся числом протонов и нейтронов, а в некоторых случаях энергетическим состоянием ядра.

Радионуклид – нуклид, испускающий ионизирующее излучение.

Радиация, или ионизирующее излучение – это частицы или гамма-кванты, энергия которых достаточно велика, чтобы при воздействии на вещество создавать ионы разных знаков.

В более развёрнутом виде:

Ионизирующее излучение – поток заряженных или нейтральных частиц и квантов электромагнитного излучения, прохождение которых через вещество приводит к ионизации и возбуждению атомов или молекул среды. По своей природе делится на фотонное (гамма-излучение, тормозное излучение, рентгеновское излучение) и корпускулярное (альфа-излучение, электронное, протонное, нейтронное, мезонное).

Из 2500 нуклидов, известных в настоящее время, стабильны только 271. Остальные (90%!) нестабильны, т.е. радиоактивны; они превращаются путем одного или нескольких последовательных распадов, сопровождающихся испусканием частиц или γ -квантов, в стабильные нуклиды.

Радиоактивный распад начинается с некоторых перестановок в ядре (например, при бета-распаде кварк мигрирует к поверхности ядра и превращает приповерхностный нейтрон в протон, что приводит к испусканию возникшего попутно электрона и антинейтрино). Последовательность процессов иллюстрирует **Рис.1** и, более конкретно, на примере β -излучателя фосфора-32 – **Рис.2**.

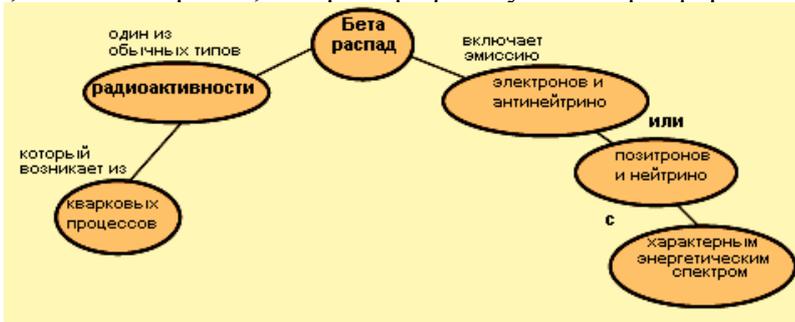


Рис.2. Характерные черты β -распада.

Важной проблемой является установка критерия понятия радиоактивности, т.е. критерия минимальной длительности распада. Раньше в число радиоактивных превращений включались попросту все акты α - и β -распадов измеримой длительности. Сейчас возможности измерений коротких времён чрезвычайно расширились: стало возможным измерение времён жизни $\tau \geq 10^{-11}$ сек. Времена жизни чрезвычайно коротких состояний определяются на основании соотношения неопределённости В. Гейзенберга:

$$\Gamma \tau \approx \hbar = 1,5054 \cdot 10^{-27} \text{ эрг} \cdot \text{сек} \quad (1)$$

связывающего время жизни неустойчивого ядра τ с возможным при этом интервалом значений его энергии распада, так называемой «естественной» шириной возбуждённого уровня Γ ($\Gamma = \hbar/2\pi$, где \hbar – постоянная Планка). Определяя на опыте величину Γ по «естественному» разбросу энергии радиоактивного распада, тем самым находят время жизни τ . Так, разброс энергий протонов, испускаемых при распаде ядра ${}^9\text{B}$ из основного состояния (${}^9\text{B} \rightarrow \text{p} + {}^8\text{Be}$), отвечает $\Gamma = 750$ эВ, т.е. $\tau \approx 9 \cdot 10^{-19}$ сек.

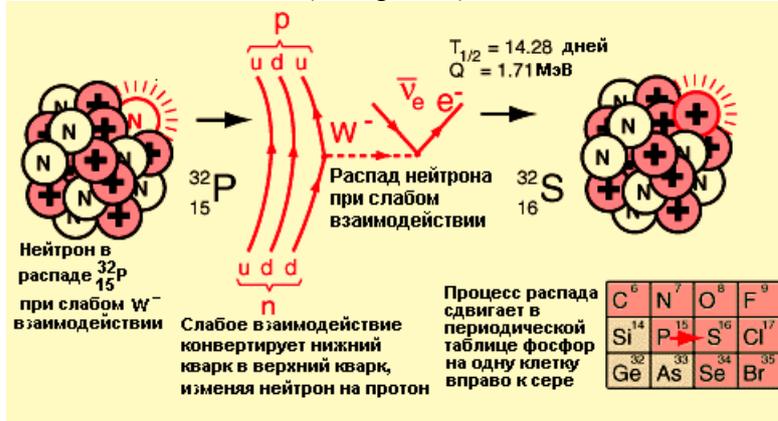


Рис.3. Распад нейтрона в ядре при слабом взаимодействии как движущая сила β -распада

Критерий «измеримости» времени распада меняется по мере развития техники эксперимента, повышения точности установления времени или энергии распада. Поэтому при определении понятия радиоактивности следует руководствоваться не этим критерием, а необходимостью чёткого разграничения стадий образования и последующего распада радиоактивных ядер. Прежде всего необходимо, чтобы радиоактивное ядро существовало гораздо дольше «характерного ядерного времени» $t_{\text{я}}$, необходимого для пролёта частицы со скоростью $v \approx 10^9 - 10^{10}$ см/сек сквозь ядро радиуса $R \approx 10^{-12}$ см/сек ($t_{\text{я}} = R/v \approx 10^{-21} - 10^{-22}$ сек)

Но этого мало. Большинство ядерных реакций происходит в две стадии – вначале ядро-мишень A , поглощая бомбардирующую частицу (или квант) a , превращается в возбуждённое составное (компаунд) ядро C^* , а затем это ядро, испуская частицу (или квант) b , превращается в конечное ядро – продукт реакции B . Таким образом, реакция идёт по схеме: $A + a \rightarrow C^* \rightarrow b + B$.

Пусть ядро B , в свою очередь, неустойчиво и испытывает распад с испусканием частицы d и образованием ядра D : $B \rightarrow d + D$. Очевидно, что стадии образования и распада ядра B можно с уверенностью разделить, т.е. можно считать все характеристики распада B независимыми от свойств компаунд-ядра C^* лишь в том случае, если среднее время жизни составных ядер B (τ_{C^*}) много больше, чем среднее время жизни составных ядер C^* (τ_{C^*}), достигающих величин $\tau_i \approx 10^{-14} - 10^{-13}$ сек. Кроме того, нужно исключить

возможность определения самого распада составного ядра $C^* \rightarrow b + B$, как радиоактивного распада. Поэтому целесообразно уточнить понятие радиоактивности, определив её, как самопроизвольное изменение состава атомного ядра, происходящее путём испускания элементарных частиц или ядер из основного состояния за время жизни возбуждённого составного ядра в ядерных реакциях, или из метастабильного состояния.

Понятие радиоактивности иногда распространяют и на те превращения элементарных частиц (мезонов, гиперонов), которые обусловлены так называемыми слабыми взаимодействиями и характеризуются относительно большой длительностью. Подобными превращениями элементарных частиц вызван и распад (за время $<10^{-10}$ сек) так называемых гиперядер, в которых один из нуклонов заменён гипероном.

Мы рассмотрели ограничение понятия радиоактивности со стороны малых времён жизни. Не менее важен критерий со стороны высоких времён. В настоящее время, когда говорят, что элемент (или элементарная частица, например, протон) стабилен, то имеется в виду, что его распад не удалось обнаружить современными методами радиометрии (самый большой период полураспада, который сейчас детектируется составляет порядка 10^{20} лет).

Радиоактивность подразделяют на естественную (наблюдающуюся у существующих в природных условиях изотопов) и искусственную (связанную с радионуклидами, получаемыми в результате ядерных реакций, осуществляемых на ускорителях и ядерных реакторах). Принципиальной разницы между природной и искусственной радиацией не существует, ибо свойства изотопа не зависят от способа его образования, и радиоактивный изотоп, полученный искусственным путём, ничем не отличается от такого же самого природного изотопа.

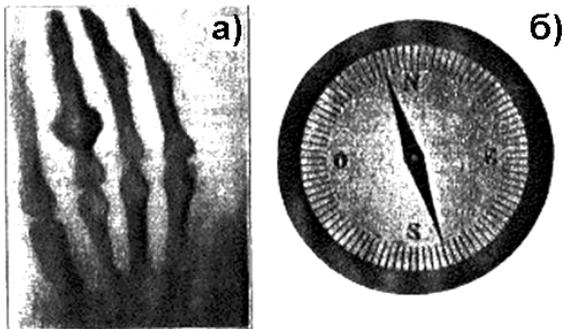


Рис.4. Первые рентгенограммы, представленные В.К.Рентгеном на лекции (Общество физики и медицины, Вюрцбург, 1895) а) Рука жены Рентгена; б) Компас в металлическом корпусе.

2. ИСТОРИЧЕСКАЯ СПРАВКА

История развития идей радиоактивности тесно связана с обнаружением сложного строения атома и развитием Периодической системы элементов.

Перечислим этапы развития.

*10 - 11 - 1896. Salfer, Double Fluorescence of U. ...
 Röntgen's discovery of X-rays ...
 Experiments on the ... of ...
 ... of ...*

Рис. 5. Отпечаток соли урана на фотопластинке (к открытию А.Беккерелем явления радиоактивности).



Начало экспериментов с трубкой Крукса и газовым разрядом (В.Крукс, 1890). Открытие X-лучей (рентгеновского излучения), проникающих через бумагу, листы фольги и т.п. (Рис.4) и заставляющих светиться в темноте картон, покрытый флуоресцирующим веществом – платиносинеродистым барием (К.Рентген, 1895). Исследование люминесценции флуоресценции (флуоресценцию исследовали дед, отец Беккерели) привело к открытию явление радиоактивности. В 1896 – А.Беккерель, исследовавший взаимосвязь между флуоресценцией и испусканием рентгеновского излучения, авторадиграфическим методом зарегистрировал спонтанное испускание солью урана ($UO_2SO_4 \cdot K_2SO_4 \cdot 2H_2O$) неизвестного излучения (Рис.5). Им же было показано, что дело не во флуоресценции, а именно урана: засветка всегда была связана с присутствием урана, в какой бы химической форме он не находился. Пользуясь электрическим методом, Г.Шмидт и М.Кюри в 1898 обнаружили радиоактивность элемента тория. В следующем году Дебьерн открыл радиоактивный элемент актиний. Вскоре Мария Кюри обнаружила, что урановая смоляная руда (уранинит) обладает радиоактивностью в 4 раза большей, чем чистый уран. Анализ урановой руд на месторождении Яхимталле с использованием дробной кристаллизации привел к открытию полония и радия, и выделению их

солей: радий – с барием, полоний – с висмутом (М.Склодовская-Кюри, П.Кюри, Ж.Демон, 1898). Подробное исследование радия и тория обеспечило обнаружение изотопов радона (Э.Резерфорд, август 1899 – торон, т.е. радон-220; основной изотоп радона, радон-222, Дорн, 1900; актинон, т.е. радон-219 А.Дебьерн, 1904), актиний (октябрь, 1899). Обнаружено отклонение радиоактивного излучения радия в магнитном поле (Ст. Мейер, Э.Швейдлер, 1899).

Параллельно развивались такие важные события, как открытие электрона и определение его массы (Дж.Томсон, 1897), изобретение камеры Вильсона (Ч.Вильсон, 1897) создание квантовой теории излучения (М.Планк, 1900).

К концу 19-го века было доказано наличие в излучении урана двух компонентов – альфа- и бета-лучей (Э.Резерфорд, М. и П.Кюри, П. Виллар (1898-1900), причём бета-лучи отклоняются электрическим полем (Э.Дорн, 1900) и несут отрицательный заряд (П. Кюри и М.Склодовская-Кюри, 1900). Третий вид радиоактивного излучения гамма-лучи П.Вийяр открыл в 1900). Довольно быстро выявилась способность излучения от солей радия преобразовывать кислород в озон, вызывать потемнение стекла, увеличивать проводимость воздуха, изменять цвет кристаллов платиносинеродистого и хлористого бария (П. и М.Кюри, 1899), а также оказывать физиологическое действие (А.Беккерель, П.Кюри, 1901).. В 1899 Ю.Эльстер и Г.Гейтель высказали мысль о превращении элементов в радиоактивных процессах, а в 1901 М.Кюри ввела понятие радиоактивности.

Далее в сфере, относящейся к радиоактивности, последовали открытия:

Механизм радиоактивного процесса как явления самопроизвольного распада химических элементов (Э.Резерфорд, Ф.Содди, 1902). Модель атома: положительный заряд равномерно распределен по всему объему атома; внутри этого положительно заряженного облака находятся электроны, группирующиеся (если их больше одного) в определенные устойчивые конфигурации (В.Томсон, 1902). Доказательство, что эманация (торон) – инертный газ (Э.Резерфорд, Ф.Содди, 1902). Доказательство, что альфа-лучи состоят из положительно заряженных частиц (Э.Резерфорд, 1903). Образование гелия при α -распаде (В.Рамзай и Ф.Содди, 1903). Измерение коэффициента диффузии эманации радия в воздухе (П.Кюри, Ж.Данн, 1903). Введение понятия периода полураспада (П.Кюри, 1903). Идея радиоактивных рядов – продуктов распада урана и тория (Э.Резерфорд, Ф.Содди, 1903). Открытие эффекта сцинтилляций и использование его для регистрации заряженных частиц (У.Крукс, Г.Гейтель, Ю.Эльстер). Понятие кванта света (фотона) и фундаментальный закон, связывающий массу с полной внутренней энергией (А.Эйнштейн, 1905). Статистический характер радиоактивных превращений (Э. Швейдлер, 1905). Открытие радиотория (^{228}Th) (О.Хан). β -активность калия и рубидия (Н.Кэмпбелл, А.Вуд, 1906). Обнаружение рассеяния альфа-частиц (Э.Резерфорд). Изучение рассеяния альфа частиц на тонких фольгах (Г.Гейгер, 1908). Открытие характеристического рентгеновского излучения (Ч. Варила, 1906) и доказательство, что оно представляет собой фундаментальное свойство атома (Ч.Баркла, Ч.Сандлер, 1908). Только свинец может быть конечным продуктом уранового ряда (Дж.Грэй, 1909). (В дальнейшем был обнаружен ряд, начинающийся с ^{237}Np с конечным стабильным ядром ^{209}Bi). Доказательство, что альфа-частицы являются дважды ионизированными атомами гелия (Э.Резерфорд, Т.Ройдс, 1909). Измерение заряда электрона (Р.Милликен, 1910). Первое определение энергии бета-частиц по их отклонению в магнитном поле (О.Байер, О.Хан, 1910). Получение чистого металлического радия (М.Кюри, А.Дебьерн, 1910). Ядерная модель строения атома (Э.Резерфорд, 1911) – открытие и оценка размеров атомного ядра, теория рассеяния альфа-частиц в веществе. Постоянные распада α -излучателей связаны с длиной пробега α -частиц (Г.Гейгер, Дж.Нэтол), т.е. с энергией α -распада. Дифракция рентгеновских лучей на кристалле сульфида цинка (М.Лауэ, 1912). Открытие изотопов: обнаружение существования атомов неона с массой 20 и 22 (Дж. Дж. Томсон). Изобретение прибора для наблюдения следов заряженных частиц (камера Ч. Вильсона). Понятие изотопа и изотопия у радиоактивных элементов (Ф.Содди, 1913). Порядковый номер элемента в Периодической системе равен заряду ядра его атомов (Ван-ден-Брук, 1913). Свойства элементов суть периодической функции зарядов ядер их атомов (Н.Бор, 1912, Г.Мозли, 1914). Теория атома: условие существования стационарных состояний атома; условие частот излучения (Н.Бор, 1913). Закон Мозли: длина волны рентгеновского характеристического излучения элемента определяется зарядом его ядра; зависимость квадратного корня из частоты характеристического излучения от порядкового номера элементов (Г.Мозли, 1913). Понятие дефекта массы (П.Ланжевэн). Разделение изотопов методом газовой диффузии (Ф. Астон, 1913). Правило сдвига (Ф.Содди, К.Фаянс 1913-14). Разделение химически неделимых радиоэлементов с помощью метода диффузии (Г.Хевеши, 1914). Дифракция гамма-лучей на кристалле (Э.Резерфорд, 1914). Непрерывный спектр энергии бета-излучения (Дж. Чэдвак, 1914). Эффект упаковки (В.Гаркинс, Э.Вильсон, 1915). Разработка метода меченых атомов (Д.Хевеши, Ф.Панет, 1915). Определение понятия химического элемента (Ф.Панет, 1916). Статистическая электронная теория строения атомов и молекул (В.Коссель, Г.Льюис, 1916). Движение электронов в атоме по

эллиптическим орбитам, квантовые числа (А.Зоммерфельд, 1916). Построение динамической теории рассеяния рентгеновских лучей (П.Эвальд, 1916). Правило большей распространенности элементов с четными порядковыми номерами – правило Харкинса (У.Д.Харкинс, 1916). Изотопы высшего порядка – ядерные изомеры (Ф.Содди, 1917). Открытие 91-й элемента – протактиния (О.Ган, Л.Мейтнер, 1917). Искусственная трансмутация элементов (Э.Резерфорд, 1918). Доказательство существования изотопов среди продуктов радиоактивного распада (Дж.Дж.Томсон, 1918, открытие изобар (Стюарт, 1918, возможность существования ядерной изомерии (Ст. Мейер, 1918). Открытие протона; доказательство наличия в ядрах элементов протонов; осуществление первой искусственной реакции – превращение азота в кислород (Э.Резерфорд, 1919). Явление изотопного обмена (Г.Хевеши, 1920). Строение атомов – связь периодичности их химических и спектральных свойств с характером формирования электронных конфигураций по мере роста заряда ядра (Н.Бор, 1921). Относительная распространенность изотопов данного элемента (Дж.Томсон, 1921). Явление изомерии атомных ядер, на примере протактиния-234 (О.Хан).

Согласование корпускулярных и волновых свойств излучений в рамках единой теории – корпускулярно-волновой дуализм, идея дифракции электрона (Л. Де Бройль, 1922). Принцип запрета Паули (В.Паули, 1923). Эффект Комптона (А.Комптон, 1923) – экспериментальное доказательство существования фотона. Магнитный момент ядер (В.Паули, 1923). Экспериментальные доказательства механизма расщепления ядер α -частицами (П.Блэккетт, 1925). Ядерные реакции под действием ускоренных протонов (Дж.Коккфорд, Э.Уолтон). Волновое уравнение (Э.Шредингер, 1926). Квантовая статистика, описывающая поведение частиц с полуцелым спином (Э.Ферми, П.Дирак, 1926). Соотношение неопределенности (В.Гейзенберг, 1926). Статистическая модель атома (Э.Ферми, Л.Томсон, 1926). Связь квантовой механики с теорией относительности, вывод волнового уравнения, составляющего основу релятивистской квантовой механики (П.Дирак, 1926). Кривая зависимости упаковочных коэффициентов от массовых чисел (Ф.Астон, 1927). Теория α -распада (Г.Гамов, 1928). Предсказание существования позитрона (П.Дирак, Р.Оппенгеймер, 1930). «Азотная катастрофа», Ф.Розетти, 1930. Гипотеза об отсутствии в ядре электронов (В.А.Амбарцумян, Д.Д.Иваненко, 1930). Возникновение сильнопроникающего излучения при бомбардировке α -частицами бериллия (видимо нейтроны, В.Боте, Г.Беккер, 1930). Первое предположение существования позитрона (В.Паули, 1930). Постройка циклотрона (Э.Лоуренс, 1931). Явление испускания вторичного излучения химических элементов при их облучении рентгеновскими лучами, метод флуоресцентного анализа (Д.Хевеши, 1931). Открытие дейтерия (Г.Юри, 1932). Доказательство существования нейтрона (Дж.Чэдвик, 1932). Протонно-нейтронная модель ядра (Д.Д.Иваненко, В.Гейзенберг, 1932). Название нейтрино для нейтральной частицы В.Паули (Э.Ферми, 1932). Возможность существования позитрона (К.Андерсон, 1932). Схема образования нейтрона при облучении бериллия α -частицами (И. и Ф. Жолио-Кюри, 1933). Свойства нейтрино (В.Паули, 1933). Медленные нейтроны (П.Оже). Теория бета-распада с учетом нейтрино (Э.Ферми, 1933). Образование электрон-позитронных пар из жесткого гамма-кванта (И. и Ф.Жолио-Кюри, 1933). Искусственная радиоактивность (И. и Ф.Жолио-Кюри, 1934). Ядерная изомерия (Г.Гамов, 1934). Возможность осуществления цепной ядерной реакции (Л.Сциллард, 1934). Расчет по уравнению Шредингера последовательности заполнения ядерных уровней (В.Эльзассер, 1934, М.Гепперт-Майер, 1958). Сущность ядерных сил (Х.Юкава, 1935). Радиоактивность калия связана с изотопом ^{40}K (Г.Хевеши, 1935). Захват орбитального электрона (Х.Юкава, 1935). Ядерная изомерия у естественных (О.Хан, 1921) и искусственных (И.В.Курчатов, 1935) изотопов. Причина ядерной изомерии (Г.Ван-Вургис, 1936). Позитронный (β^+ - распад) (И.Ф.Жолио-Кюри, 1934), К-захват (Л.Альварец, 1938), L- захват (Б.Пунтекорво, 1949). Ядерные реакции под действием нейтрона (псевдо открытие трансураниевых элементов, Э.Ферми, 1934). Открытие трития и гелия-3 (Э. Резерфорд, М.Олифант, Хартек, в 1934), урана-235 (А.Демпстер, 1935), франция (М.Перей, 1939) и технеция (К.Перрье, Э.Сегре, 1937). Вынужденное деление урана (О.Хан, Ф.Штрассман, 1938) – распад урана на два осколка примерно равной массы (Л.Мейтнер, О.Фриш, 1939). Конверсионное излучение ядерных изомеров (Л.Русинов, Б.Пунтекорво, 1938). Капельная модель ядра - качественная теория деления ядер (Н.Бор, 1939), количественная теория деления ядер (Н.Бор, Дж. Уиллер, 1939). Испускание запаздывающих нейтронов (Р.Робертс, 1939). Введение термина нуклон (Белинфант). Синтез нептуния (Э.Макмиллан, П.Абельсон) и плутония (Г.Сиборг, Э.Макмиллан, 1940). Спонтанное деление урана (К.А.Петржак, Г.Н.Флеров, 1940). Делящееся ядро разваливается на два осколка, с одновременным испусканием нейтронов и γ -излучения. Количественный анализ цепной реакции деления урана на медленных нейтронах и формулировка условий ядерного взрыва (Я.Б.Зельдович и Ю.Б.Харитон, 1940). Деление плутония (Дж.Кеннеди, Г.Сиборг, 1941). Идея ряда актинидов (Г.Сиборг, 1945). Открытие прометия (Дж.Маринский) и америция (Г.Сиборг, 1945). Обнаружение превращение одного космического мезона в другой (Д. Бардин, С. Ф. Пауэлл, 1947). Выделение плутония из природного объекта (Г.Сиборг, 1948). Обоснование существования «магических ядер» (М.Гепперт-Майер, 1948). Формулировка актиноидной гипотезы (Г.Сиборг). Синтез

берклия (С.Томсон, Г.Сиборг, 1949). Зависимость скорости электронного захвата от химического состояния (Э.Сегре, 1949). Синтез калифорния (С.Томсон, Г.Сиборг, 1950). Синтез в нашу эпоху технеция в некоторых звездах (П.Мерил, 1952). Синтез менделевия (А.Гиорсо, 1955). Экспериментальное подтверждение существования нейтрино (Ч.Коэн). Синтез элементов 100 – 114 с использованием пучков ускоренных ионов (Г.Сиборг, А.Гиорсо, Г.Н.Флеров, 1955 – 1995). Точное определение периода полураспада свободного нейтрона, 11,7 мин (П.Е.Спивак, 1959). Протонный распад (В.А.Карнаухов, 1962, Дж.Черны, 1970, С.Хофман, 1982). Получение соединений семивалентных нептуния и плутония (Н.Н.Крот, 1967). «Островки стабильности» (Г.Сиборг, 1971).

Кластерная радиоактивность – испускание ядер ^{14}C ядрами Ra (Х.Роуз, Г.Джонс, 1984). В последующие три года был обнаружен спонтанный распад других ядер с вылетом тяжёлых фрагментов кластеров – ^{24}Ne и ^{28}Mg (f^- радиоактивность). Сейчас известны многие другие примеры кластерной радиоактивности, вплоть до испускания ядер кремния. Открыто деление ядер на три и более осколков. В конце 20-го века был обнаружен аномальный распад сильноионизированных атомов, отличающийся от распада нейтрального атома того же элемента. На пути к нейтронной материи получены сильно нейтроноизбыточные ядра (^6H , ^7H и др.). Появились и сообщения об «истинно нейтральных» ядрах – динейтроне и тетранейтроне (специального места в Периодической таблице элементов для них пока не предусмотрено).

За работы, связанных с открытиями в области радиоактивности, получено более десяти Нобелевских премий по физике и химии.

3. СТАТИСТИКА РАСПАДА

Из-за статистического характера квантовых процессов микромира процессы в сфере радиоактивности всегда носят статистический характер. Поэтому радиоактивное превращение – это процесс, которому присущ вероятностный характер. Законы радиоактивного распада и накопления – статистические законы, проявляющиеся лишь для достаточно большого числа радиоактивных ядер. Зарегистрировав один распад нестабильной частицы, мы ничего не узнаем о том, какое время проживет другая такая же частица. И только в результате наблюдения 10000 распадов, мы определим среднее время жизни таких частиц с точностью примерно 1%.

Продемонстрируем принципы статистического анализа явлений микромира на примере закона радиоактивного распада. Мы покажем, что при некоторых предположениях (физически довольно хорошо (но не абсолютно!) обоснованных) вероятность распада определённого числа ядер подчиняется биномиальному распределению, которое при росте числа событий переходит сначала в распределение Пуассона, а затем (при большом числе распавшихся ядер) – в нормальное (гауссовское) распределение. Кроме того, мы покажем, что вероятностный характер распада в первом приближении приводит к требованию экспоненциального убывания количества ядер во времени.

Основные предположения, на основании которых можно найти закономерности, характеризующие вероятностную природу радиоактивного распада, заключаются в следующем.

1. Вероятность $p_{\Delta t}$ распада отдельного ядра за время Δt не зависит от условий, в которых ядро находилось ранее или находится в данное время, а зависит только от размера интервала Δt и для достаточно малых отрезков времени пропорциональна Δt : $p_{\Delta t} = \lambda \Delta t$ (здесь λ — коэффициент пропорциональности – постоянная радиоактивного распада).

2. Вероятность $p^*_{\Delta t}$ того, что одно из N ядер распадется в течение бесконечно малого интервала времени Δt , пропорциональна Δt и наличному количеству ядер: $p^*_{\Delta t} = \lambda N \Delta t$, или, принимая во внимание, что ожидаемое среднее число распадов в единицу времени $\bar{a} = \lambda N$, $p^*_{\Delta t} = \bar{a} \Delta t$.

3. Вероятность того, что за промежуток времени t , малый по сравнению с периодом полураспада, распадется m ядер, не зависит от того, какое количество ядер распалось в предшествующие промежутки времени равного размера.

Первое условие приводит к основному закону радиоактивного распада. Действительно, если вероятность распада отдельного ядра за время Δt определяется условием 1, то вероятность противоположного события (того, что ядро не распадется за это время) равна

$$q_{\Delta t} = 1 - p_{\Delta t} = 1 - \lambda \Delta t \quad (2)$$

Но если ядро не распалось в течение времени Δt , то вероятность того, что оно не распадется в течение второго такого же интервала времени, снова равна $(1 - \lambda \Delta t)$. Вероятность же того, что ядро не распадется ни в

первый, ни во второй интервалы времени, равна произведению этих вероятностей; рассуждая и далее подобным образом, получим

$$\begin{aligned} q_{2\Delta t} &= (1-\lambda\Delta t)^2; \\ q_{3\Delta t} &= (1-\lambda\Delta t)^3; \\ &\dots\dots\dots \\ q_{n\Delta t} &= (1-\lambda\Delta t)^n. \end{aligned}$$

Интервал Δt можно представить как $\Delta t = (t/n)$ (промежуток времени t делится на n неперекрывающихся интервалов размером Δt). Переходя к пределу при $n \rightarrow \infty$, найдем вероятность того, что отдельное ядро не претерпит распада в течение времени t :

$$q_t = \lim_{n \rightarrow \infty} \left(1 - \lambda \frac{t}{n}\right)^n = e^{-\lambda t}. \quad (3)$$

Из определения вероятности следует, что при многократном повторении испытаний отношение числа ядер N_t , не распавшихся за время t , к числу ядер в начальный момент времени N_0 должно колебаться около величины q_t , так что можно записать

$$\frac{N_t}{N_0} \approx e^{-\lambda t}.$$

Мы пришли к интегральной форме закона радиоактивного распада:

$$N_t = N_0 e^{-\lambda t}. \quad (4)$$

Очевидно, что в силу статистического характера этого закона он должен выполняться лишь приближенно. Экспоненциальный характер закона распада проявляется в результате усреднения случайных отклонений числа распадающихся ядер от теоретически ожидаемого.

Для характеристики скорости распада радиоактивных ядер обычно в литературе используют понятие периода полураспада $T_{1/2}$ - время, в течение которого количество радиоактивных ядер уменьшается вдвое. Для периода полураспада имеем

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} = 0,693\tau \quad (5)$$

где $\tau = 1/\lambda$ - среднее время жизни радиоактивного ядра или нестабильной частицы.

Исходя из условий 2 и 3, можно вывести закон, описывающий статистику распада.

Существуют разные подходы к приспособлению стандартных статистических распределений (биномиального, Пуассона и Гаусса) для описания флуктуаций радиоактивного распада. Ниже мы приведем простейший алгоритм.

Основную проблему сформулируем так: пусть мы имеем N радиоактивных ядер изотопа с известным периодом полураспада (т.е. известной константой распада λ). Какова вероятность того, что в заданный интервал времени распадется n атомов? Ответ известен: вероятность подчиняется биномиальному распределению. При больших N (малом или большом n) биномиальное распределение переходит в распределение Пуассона, которое при большом N и большом n переходит в распределение Гаусса.

Пусть p - вероятность распада ядра в заданный интервал времени. Тогда вероятность распастся n ядрам и вероятность не распастся $n+1$ ядрам из N , равна $p^n q^{N-k}$. Некоторый другой набор n ядер может распастся с такой же вероятностью. Другие способы получать счет n соответствуют различным перестановкам меток N ядер. Имеем $\frac{N!}{n!(N-n)!}$ таких перестановок. Так, вероятность распада n ядра из N

$$P(N, k, p) = \frac{N!}{n!(N-n)!} p^n q^{N-k} \quad (6)$$

Мы получили биномиальное распределение. При больших N (и при определенных ухищрениях!) оно перейдет в распределение Пуассона.

Сначала воспользуемся законом радиоактивного распада и раскроем смысл p и q .

Обозначим $p(t)$ вероятность того, что ядро, достоверно существовавшее в момент $t = 0$, еще существует в момент t . Тогда величина dp будет вероятностью распада ядра за период между t и $t+dt$. Очевидно, что

$$dp = -\lambda p(t) dt \quad (7)$$

поскольку вероятность распада за промежуток dt равна произведению вероятности λdt распада ядра, достоверно существующего в момент t , на вероятность p того, что ядро в момент t существует. Интегрируя (7) с учетом того, что $p = 1$ при $t = 0$, получим

$$p(t) = e^{-\lambda t}. \quad (8)$$

Соотношение (8) содержит полное описание статистических свойств процесса радиоактивного распада. Согласно (8) для одного ядра вероятность не распасться за время t равна

$$p_0(t) = e^{-\lambda t},$$

а вероятность распасться за время t равна

$$p_1(t) = 1 - e^{-\lambda t}.$$

Для двух ядер, воспользовавшись независимостью их распадов, найдем, что вероятности наблюдать за время t ноль, один и два распада равны соответственно.

$$p_0 = e^{-\lambda t} \cdot e^{-\lambda t} = e^{-2\lambda t}$$

$$p_1 = 2e^{-\lambda t}(1 - e^{-\lambda t})$$

$$p_2 = (1 - e^{-\lambda t})^2.$$

Например, для получения вероятности p_1 надо сначала умножить вероятность $e^{-\lambda t}$ того, что первое ядро не распалось за время t , на вероятность $(1 - e^{-\lambda t})$ того, что второе ядро при этом распадается, а затем полученный результат удвоить, так как возможна ситуация, в которой ядра могут поменяться ролями.

Аналогично для N ядер получим

$$P_0 = e^{-N\lambda t},$$

$$P_1 = Ne^{-(N-1)\lambda t}(1 - e^{-\lambda t}),$$

.....

$$P_n = \frac{N!}{n!(N-n)!} e^{-(N-n)\lambda t} (1 - e^{-\lambda t})^n$$

Обычно число распадов намного меньше полного числа радиоактивных ядер и время измерения мало по сравнению со средним временем жизни изотопа, т.е. справедливы приближения:

$$n \ll N$$

$$\lambda t \ll 1$$

Первое из этих неравенств позволяет в выражении для P_n заменить $N!$ на $N^n(N-n)!$, после чего с помощью второго неравенства получим распределение Пуассона:

$$P_n = \frac{N^n}{n!} e^{-N\lambda t} (e^{\lambda t} - 1)^n \approx \frac{N^n}{n!} e^{-N\lambda t} (\lambda t)^n = \frac{(N\lambda t)^n}{n!} e^{-N\lambda t}. \quad (9)$$

где $n=0, 1, 2, 3, \dots$

В теории вероятности полученное соотношение называется распределением Пуассона.

Замечание. В процессе расчётов мы использовали определение $e = (1 + y)^{\frac{1}{y}}$ и приближение $\frac{N!}{(N-n)!} \approx N^n$.

Посмотрим, как будет зависеть P_n от n при обычно соблюдаемом в экспериментах условии $N\lambda t \gg 1$. При малых n величина P_n очень мала (из-за большого отрицательного показателя в экспоненте). С ростом n начнется увеличение P_n за счет множителя $(N\lambda t)^n$. При $n = N\lambda t$ это увеличение прекратится и сменится падением, так как знаменатель $n!$ будет расти быстрее числителя. Таким образом, P_n представляет собой функцию с максимумом при $n = N\lambda t$, монотонно спадающую по обе стороны от максимума. При этом оно является асимметричным.

Нетрудно убедиться, что, несмотря на сделанные в (9) приближения, сумма всех вероятностей P_n остается равной единице:

$$\sum_{n=1}^{\infty} P_n = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(N\lambda t)^n}{n!} e^{-N\lambda t} = 1$$

Зная выражение для вероятности $P_n(t)$ того, что за время t распадется n частиц, мы можем вычислять средние активности $\bar{a}(t)$ для любых зависящих от числа частиц величин $a(t)$ по обычной формуле для среднего:

$$\bar{a}(t) = \sum_{n=0}^{\infty} a_n P_n. \quad (10)$$

Так, для среднего числа ядер $\bar{n}(t)$, распавшихся за время t , получим

$$\bar{n}(t) = \sum_{n=0}^{\infty} n P_n = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{n(N\lambda t)^n}{n!} e^{-N\lambda t} = N\lambda t \sum_{n=1}^{\infty} \frac{n(N\lambda t)^{n-1}}{(n-1)!} e^{-N\lambda t} = N\lambda t = \mu . \quad (11)$$

Среднее число ядер, распадающихся в единицу времени, совпадает с максимумом пуассоновского распределения.

Из (11) видно, что активность a определяется формулой

$$a = \frac{\bar{n}}{t} = N\lambda , \quad (12)$$

N — начальное число распадающихся ядер. Независимость активности от времени связана с принятым выше приближением $\lambda t \ll 1$.

Для получения статистических отклонений от средних значений вычислим дисперсию D (второй центральный момент от распределения Пуассона), определяемую формулой

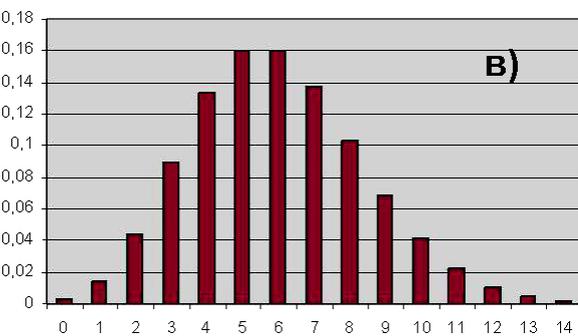
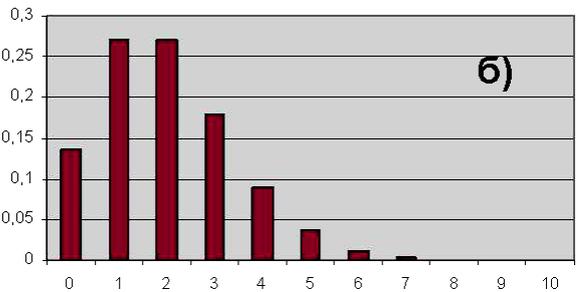
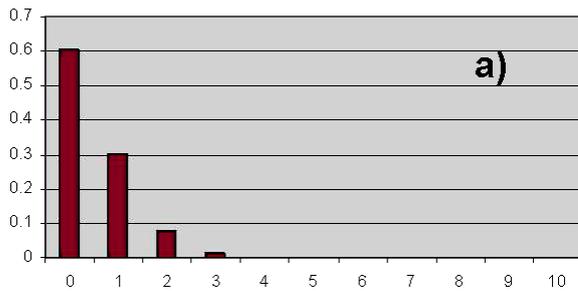
$$D = \overline{(n - \bar{n})^2} = \overline{n^2} - 2\bar{n}^2 + \bar{n}^2 = \overline{n^2} - \bar{n}^2 . \quad (13)$$

Величина $\overline{n^2}$ получается из (11):

$$\overline{n^2} = (N\lambda t)^2 . \quad (14)$$

Величина $\overline{n^2}$ вычисляется по аналогии с (11):

$$\overline{n^2} = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{n^2 (N\lambda t)^n}{n!} e^{-N\lambda t} = e^{-N\lambda t} \sum_{n=0}^{\infty} \left\{ \frac{n(n-1)(N\lambda t)^n}{n!} + \frac{n(N\lambda t)^n}{n!} \right\} = \overline{n^2} + \bar{n} . \quad (15)$$



Отсюда для дисперсии в случае распределения Пуассона получается выражение

$$D = \bar{n} = \mu . \quad (16)$$

Стандартное отклонение

$$\sigma = \sqrt{D} = \sqrt{\bar{n}} = \sqrt{\mu} . \quad (17)$$

Рис. 6. Распределения Пуассона для $\bar{n} = 0,5$ (а), $\bar{n} = 2$ (б) и $\bar{n} = 6$ (в)

Таким образом, при использовании обозначений: $\mu = N\lambda t = at = \bar{n}$ (μ - математическое ожидание, первый начальный момент от распределения Пуассона, $a = \lambda N$ - радиоактивность, показывающая скорость распада имеющихся ядер) распределение Пуассона

$$P_{\mu}(n) = \frac{\mu^n}{n!} e^{-\mu} \quad (18)$$

характеризуется всего одним параметром μ , представляющим собой среднее число распадов в случае многократного повторения событий.

$$\mu = \bar{n} = \frac{\sum_{i=1}^N n_i}{N} \quad (19)$$

Дисперсия в случае распределения Пуассона равна среднему

$$\sigma = \sqrt{\bar{n}} = \sqrt{\mu}$$

числу частиц $D = \bar{n}$, стандартное отклонение

Распределение Пуассона имеет максимум при определенном (наиболее вероятном) значении n , которое мы обозначим n' . Если вычислить среднее значение \bar{n} , даваемое распределением Пуассона, то оно всегда будет несколько больше n' ($\bar{n}_0 > n'$). Это распределение несимметрично и им следует пользоваться в тех случаях, когда \bar{n} невелико.

На **Рис.6** показаны распределения Пуассона для случаев $\bar{n} = 0,5$, $\bar{n} = 2$ и $\bar{n} = 6$. Видно, что в случае $\bar{n} = 0,5$ наиболее вероятные значения результатов отдельных измерений $n = 0, 1$. В случае $\bar{n} = 2$ наиболее

вероятны значения $n = 1, 2, 3$. Для малых значений \bar{n} распределение Пуассона асимметрично относительно \bar{n}_0 . Распределение Пуассона имеет довольно значительную ширину. Так, например, в случае $\bar{n} = 6$ довольно большая вероятность того, что измеренное значение может быть равно от 2 до 10.

На **Рис. 7** показаны кривые распределения Пуассона для $\mu = 1, 5$ и 10 . (Заметим, что в отличие от нормального распределения распределение Пуассона дискретно: величины n могут принимать лишь положительные целочисленные значения. Поэтому правильнее изображать вероятности появления каждого значения n вертикальными отрезками. Однако для наглядности на **Рис. 7** через точки, соответствующие вероятностям P_n , проведены плавные кривые.) Как и в случае предыдущего рисунка видно, что при малых значениях μ распределение Пуассона асимметрично (максимум смещен влево), но по мере роста μ кривые становятся все более симметричными, приближаясь к виду кривой нормального распределения. Практически уже при $\mu = 10$ распределение Пуассона достаточно хорошо аппроксимируется нормальным распределением, оба параметра которого равны μ .

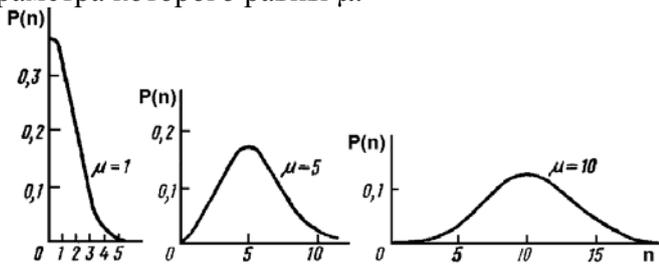


Рис.7. Распределение Пуассона при различных значениях μ .

С увеличением \bar{n} распределение Пуассона становится всё более симметричным относительно \bar{n} , а относительная дискретность событий становится практически незаметной. Для больших значений \bar{n} (т.е. при $N\lambda t \gg 1$), распределение Пуассона переходит в нормальное распределение (распределение Гаусса). Для рассматриваемой здесь задачи оно будет выглядеть так:

$$P_n = G(n) \approx \frac{1}{\sqrt{2\pi N\lambda t}} e^{-\frac{(n-N\lambda t)^2}{2N\lambda t}}$$

Для большей ясности, коротко остановимся на функции Гаусса, $G_{X\sigma}(n)$:

$$G_{X\sigma}(n) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(n-X)^2}{2\sigma^2}} \quad (20)$$

Распределение Гаусса является симметричным, непрерывным и, в отличие от распределения Пуассона, характеризуется двумя независимыми параметрами X и σ . X - среднее число распавшихся атомов, которое мы ожидаем получить в случае многократного повторения измерений. σ - среднее стандартное отклонение. Центр распределения X , совпадающий с его максимумом, принимается за истинное значение измеряемой величины.

Распределение Гаусса (23) нормировано на единицу.

$$\int_{-\infty}^{+\infty} G_{X\sigma}(n) dn = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(n-X)^2}{2\sigma^2}} dn = 1$$

Величина σ в знаменателе экспоненты обеспечивает для более узкого распределения большую высоту в максимуме.

В случае распределения Гаусса ожидаемое среднее значение \bar{n} для большого числа измерений можно вычислить по стандартной формуле

$$\bar{n} = \int_{-\infty}^{+\infty} n G(n) dn = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{n}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(n-\bar{n})^2}{2\sigma^2}} dn = X \quad (21)$$

Этот результат почти очевиден, т. к. при большом числе измерений вследствие симметрии функции Гаусса одинаковое число результатов измерений окажется как больше X , так и меньше X .

В выражениях для распределений Пуассона и Гаусса можно $N\lambda t$ заменить на $\bar{n} = N\lambda t$ и переписать их в более компактном виде

$$P_n \approx \frac{(\bar{n})^n}{n!} e^{-\bar{n}}; \quad P_n \approx G(n) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\bar{n}}} e^{-\frac{(n-\bar{n})^2}{2\bar{n}}} \quad (22)$$

Независимость активности $a = \frac{\bar{n}}{t} = N\lambda$ от времени (напомним, что здесь N - начальное число распадающихся ядер) связана с принятым выше приближением $\lambda t \ll 1$, согласно которому время измерения мало по сравнению с периодом полураспада.

Среднее стандартное отклонение σ^2 определяется соотношением

$$\int_{-\infty}^{+\infty} (n - \bar{n})^2 G_{X\sigma}(n) dn = \sigma^2. \quad (23)$$

Сравним распределения Гаусса $G_{X\sigma}(n)$ и Пуассона $P_\mu(n)$.

Распределение Гаусса $G_{X\sigma}(n)$ является непрерывным, т.к. величина n может быть непрерывной, в то время как в распределении Пуассона $P_\mu(n)$ величина $n=0, 1, 2, 3, \dots$ дискретна.

Распределение Гаусса $G_{X\sigma}(n)$ определяется двумя параметрами: X — средней величиной и шириной распределения — стандартным отклонением σ , в то время как распределение Пуассона $P_\mu(n)$ определяется единственным параметром $\mu = \bar{n}$, т.к. ширина распределения Пуассона σ автоматически определяется величиной μ ($\sigma = \sqrt{\mu}$).

При увеличении среднего числа отсчетов дискретная природа величины μ в распределении Пуассона $P_\mu(n)$ становится менее существенна, и распределение Пуассона $P_\mu(n)$ хорошо аппроксимируется функцией Гаусса $G_{X\sigma}(n)$.

$$P_\mu(n) \approx G_{X\sigma}(n),$$

при $X = \mu$, $\sigma = \sqrt{\mu}$.

Распределением Гаусса можно пользоваться как удобным приближением к распределению Пуассона при больших \bar{n} . Для распределения Гаусса $n \approx n'$ и оно является симметричным относительно среднего (и наиболее вероятного) n . В распределении Гаусса n можно считать непрерывной переменной. Можно убедиться, что сумма вероятностей, даваемых каждым из распределений, равна единице:

$$\sum_{n=0}^{\infty} P_n = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(N\lambda t)^n}{n!} e^{-N\lambda t} = 1; \quad \int_0^{\infty} G(n) dn = \int_0^{\infty} \frac{1}{\sqrt{2\pi N\lambda t}} e^{-\frac{(n-N\lambda t)^2}{2N\lambda t}} dn = 1.$$

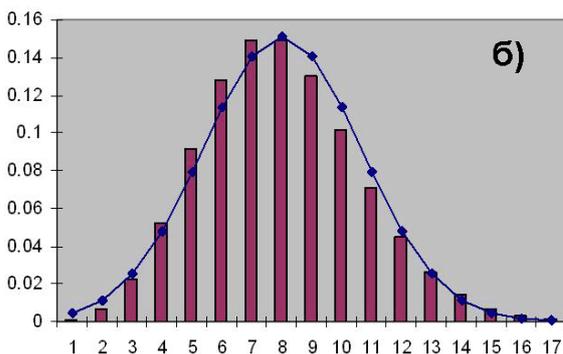
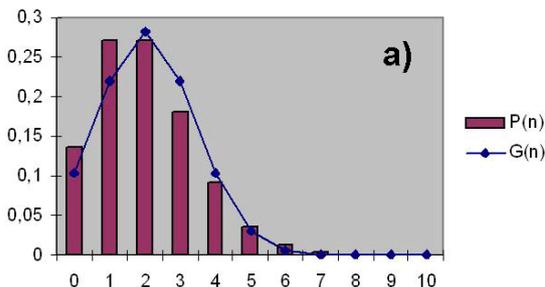


Рис. 8. Сравнение распределений Пуассона $P(n)$ и Гаусса $G_{X\sigma}(n)$ для $\bar{n} = 2$ (а) и $\bar{n} = 7$ (б).

На **Рис. 8** сравниваются распределение Пуассона и распределение Гаусса для двух значений $\bar{n} = 2$ и $X = \bar{n} = 7$. $\sigma = \sqrt{\bar{n}} = 7$. Видно, что уже при достаточно малых значениях \bar{n} распределения Пуассона и Гаусса практически совпадают. Необходимо иметь в виду, что распределения Пуассона и Гаусса совпадают только тогда, когда для распределения Гаусса $\sigma = \sqrt{\bar{n}}$. В общем случае распределение Гаусса характеризуется двумя независимыми параметрами $\bar{X} = \bar{n}$ и σ . Величина σ может быть как больше $\sqrt{\bar{n}}$, так и меньше $\sqrt{\bar{n}}$.

Итак, по мере роста \bar{n} распределение Пуассона становится все более симметричным относительно $n = \bar{n}$. Если выполнено условие $\sqrt{\bar{n}} \gg 1$ то практически достигается полная симметрия.

При этом вблизи максимума в области "шириной" порядка $2\sqrt{\bar{n}}$ содержится очень большое число

возможных значений n . Кроме того, различие между величиной вероятности P_n для смежных или близких n оказывается очень малым. Например, легко проверить, что при $\bar{k} = 1000$

$$\frac{P_{1000} - P_{995}}{P_{1000}} \approx 0,01$$

Поскольку для распределения Пуассона всегда $\sigma_n^2 = \bar{k}$, то при выполнении условия $\sqrt{\bar{n}} \gg 1$ закон Пуассона переходит не вообще в закон Гаусса, а в такой закон Гаусса, для которого дисперсия равна среднему, то есть

$$G(n) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\bar{n}}} e^{-\frac{(n-\bar{n})^2}{2\bar{n}}}. \quad (24)$$

Замечание. Тот факт, что статистика радиоактивного распада может быть с той или иной точностью аппроксимирована стандартными статистическими распределениями (биномиальным, Пуассона, Гаусса) вовсе не означает, что распад на самом деле идёт по таким законам. Сейчас множится число учёных полагающих, что математическая статистика вообще не применима к описанию микромира. Появились определенные свидетельства того, что экспериментальные распределения актов распада имеют тонкую структуру – общий пик для плотности распределения распадается на несколько составляющих. Ожесточённой критике подвергается и экспоненциальный закон распада, который, как мы видели, выводится при нескольких допущениях, обоснованность которых никто не проверял. Можно ожидать, что рассмотренные выше рассуждения в ближайшее время будут скорректированы, возможно – до полного их отрицания. В разделе Статистика мы постараемся показать, почему распределение Пуассона, скорее всего, к радиоактивному распаду никакого отношения не имеет.

4. ЗАКОНЫ СОХРАНЕНИЯ В РАСПАДАХ

При радиоактивном распаде сохраняются следующие параметры:

1. Заряд. Электрический заряд не может создаваться или исчезать. Общий заряд до и после реакции должен сохраняться, хотя может по-разному распределяться среди различных ядер и частиц. Единичный положительный и отрицательный заряды нейтрализуют друг друга. Аналогично, возможно для нейтральной частицы (типа нейтрона) произвести один заряд каждого знака.
2. Массовое число или число нуклонов. Число нуклонов после реакции должно быть равно числу нуклонов до реакции.
3. Общая энергия. Кулоновская энергия и энергия эквивалентных масс должна сохраняться во всех реакциях и распадах.
4. Импульс и угловой момент. Сохранение линейного импульса ответственно за распределение кулоновской энергии среди ядер, частиц и/или электромагнитного излучения. Угловой момент относится к спину частиц.

Спонтанный распад любого объекта физики микромира (ядра или частицы) возможен в том случае, если масса продуктов распада меньше массы первичной частицы. Разность масс первичной частицы и продуктов распада распределяется среди продуктов распада в виде их кинетических энергий. Распады на два продукта и на три или более характеризуются разными энергетическими спектрами продуктов распада. В случае распада на две частицы спектры продуктов распада - дискретные. В случае, если частиц в конечном состоянии больше двух, спектры продуктов имеют непрерывный характер.

Законы сохранения энергии и импульса для распада следует записывать в системе координат, связанной с распадающейся частицей (или ядром). Для упрощения формул удобно использовать систему единиц, в которой энергия, масса и импульс имеют одну и ту же размерность (МэВ). Законы сохранения для данного распада:

$$M_X = M_A + E_A + E_B \quad (25)$$

где X и A материнский и дочерний нуклиды, B – излучение, E_A – энергия отдачи дочернего нуклида, E_B – энергия излучения. Сумма импульсов равна нулю:

$$0 = \vec{p}_A + \vec{p}_B \quad (26)$$

$$p_A = \sqrt{2M_A E_A} = p_B = \sqrt{2M_B E_B} \quad (27)$$

Сумма кинетических энергий продуктов определяется разностью масс

$$E_A + E_B = \Delta M = M_X - M_A - M_B, \quad (28)$$

а отношение кинетических энергий

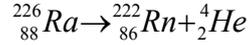
$$\frac{E_A}{E_B} = \frac{M_B}{M_A} \quad (29)$$

Отсюда получаем для кинетических энергий продуктов распада

$$E_A = \frac{\Delta M * M_B}{M_A + M_B}; E_B = \frac{\Delta M * M_A}{M_A + M_B} \quad (30)$$

Таким образом, в случае двух частиц в конечном состоянии кинетические энергии продуктов определены однозначно - решение уравнений для энергии и импульса двух частиц является единственным. Если в конечном состоянии возникает три (или более) продуктов, решение уравнений для законов сохранения энергии и импульса не приводит к однозначному результату. Полученная формула для кинетических энергий продуктов распада применима, например, к α -распадам ядер. Большинство тяжелых ядер с $A > 208$ нестабильны относительно α -распада.

Пример. Рассчитаем кинетические энергии α -частицы и ядра отдачи (радона) в распаде радия.



Разность масс радия и продуктов его распада $\Delta M = M(226,88) - M(222,86) - M(4,2) = \Delta(226,88) + 226 - \Delta(222,86) - 222 - \Delta(4,2) - 4 = \Delta(226,88) - \Delta(222,86) - \Delta(4,2) = (23.662 - 16.367 - 2.424) \text{ МэВ} = 4.87 \text{ МэВ}$

Кинетические энергии:

$$E_\alpha = \frac{\Delta M * M_{\text{Rn}}}{M_\alpha + M_{\text{Rn}}} = \frac{4,87 \text{ МэВ} * 222}{226} = 4,79 \text{ МэВ}; E_{\text{Rn}} = \frac{4,87 \text{ МэВ} * 4}{226} = 0,09 \text{ МэВ}$$

Примером двухчастичного распада является также излучение γ -кванта при переходе возбужденного ядра на низший энергетический уровень.

Пример. Определим энергию γ -кванта и кинетическую энергию отдачи при девозбуждении ядра (${}^{12}\text{C}$)*, находящегося в первом возбужденном состоянии с квантовыми числами 2^+ , $E=4,43 \text{ МэВ}$.

Законы сохранения в системе покоя возбужденного ядра имеют вид:

$$M({}^{12}\text{C}^*) = M({}^{12}\text{C}) + E_C + E_\gamma; p_C = p_\gamma = E_\gamma; E_{\text{exc}}({}^{12}\text{C}^*) = M({}^{12}\text{C}^*) - M({}^{12}\text{C}) = 4,43 \text{ МэВ} = E_C + E_\gamma;$$

$$E_C = \frac{p_C^2}{2M({}^{12}\text{C})} = \frac{E_\gamma^2}{2M({}^{12}\text{C})}; E_\gamma + \frac{E_\gamma^2}{2M({}^{12}\text{C})} = 4,43 \text{ МэВ}$$

Поскольку второй член (энергия отдачи) в последнем уравнении на несколько порядков меньше первого, вместо решения квадратного уравнения удобно применить метод последовательных приближений:

$$E_\gamma^{(1)} \approx 4,43 \text{ МэВ}; E_C^{(1)} = \frac{(4,43)^2}{2 * 12 * 939} = 0,87 * 10^{-3} \text{ МэВ} = 0,87 \text{ кэВ}$$

В данном случае нет смысла уточнять первое приближение для энергии γ -кванта - поправка равна энергии отдачи ядра и она меньше последней значащей цифры в полученном результате для энергии испущенного ядром электромагнитного кванта.

Во всех двухчастичных распадах, проанализированных выше, продукты распада имеют «точное» значение энергии, т.е. дискретный спектр. Однако более глубокое рассмотрение этой проблемы показывает, что спектр даже продуктов двухчастичных распадов не является δ -функцией энергии. Спектр продуктов распада имеет конечную ширину Γ , которая тем больше, чем меньше время жизни распадающегося ядра или частицы:

$$\Gamma = \frac{\hbar}{\tau} \quad (31)$$

(Это соотношение является одной из формулировок соотношения неопределенностей для энергии и времени).

Пример. Найдём среднее время жизни ядра ${}^{12}\text{C}$ в первом возбужденном состоянии, если ширина спектра энергии γ -кванта, излучаемого ядром равна $\Gamma = (10,8 \pm 0,6) * 10^{-6} \text{ кэВ}$ (см. предыдущий пример).

Время жизни низшего по энергии возбужденного состояния 2^+ с энергией $E=4.43 \text{ МэВ}$

$$\tau = \frac{\hbar}{\Gamma} = \frac{\hbar c}{\Gamma c} = \frac{200 * 10^3 \text{ кэВ} * 10^{-13} \text{ см}}{11 * 10^{-6} \text{ кэВ} * 3 * 10^{10} \text{ см} * \text{сек}^{-1}} \approx 6 * 10^{-14} \text{ сек}$$

Ширина уровня в данном случае примерно в 10^9 раз меньше энергии излученного γ -кванта, что и позволяет считать спектр γ -квантов дискретным.

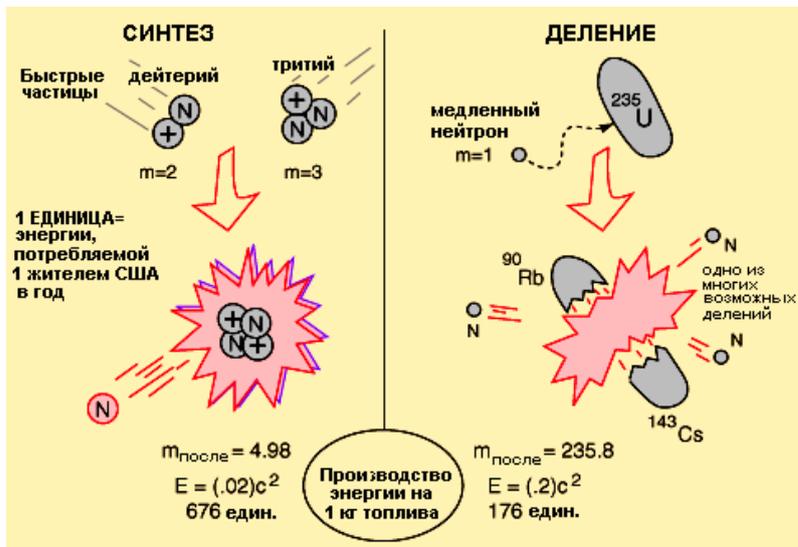


Рис. 9. Сравнение энергетических выходов ядерных реакций синтеза и деления (Для наглядности, энергии выражены в специальных единицах – потребление энергией одним жителем США в год. Видно, что 1 кг термоядерного топлива в течение года обеспечит энергией 676 человек, тогда как 1 кг уранового топлива только 176 человек).

Законы сохранения широко используются и при расчёте энергетических выходов таких важных процессов, как ядерный синтез и деление урана. Некоторые выводы из таких расчётов представлены на **Рис. 9** и **Рис. 10**.

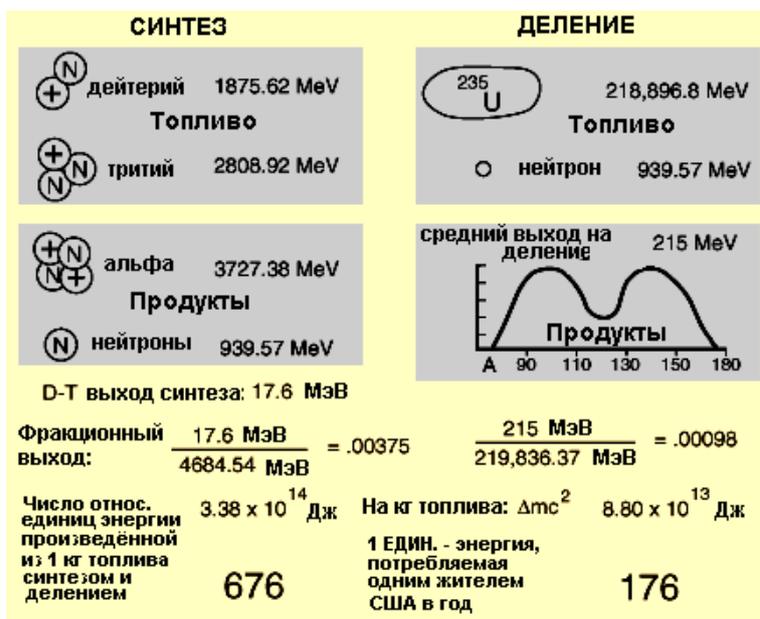


Рис. 10. Некоторые детали расчётов энергетических выходов при ядерном синтезе и делении.

5. РАДИОАКТИВНОСТЬ И ПЕРИОДИЧЕСКАЯ ТАБЛИЦА ЭЛЕМЕНТОВ

Атомные ядра представляют собой связанные квантовые системы фермионов. Свойства атомных ядер определяются совместным действием сильного, электромагнитного и слабого взаимодействий. В настоящее время обнаружено ~ 3000 атомных ядер, представляющих собой различные сочетания чисел протонов Z и нейтронов N . По существующим оценкам число атомных ядер может составлять ~ 7500.

В настоящее время Периодическая система элементов внешне имеет законченную форму. Структура её покоится на фундаментальном основании: порядковый номер элемента в Таблице определяется числом протонов в ядре. Внутри Периодической таблицы новых элементов существовать не может и некоторое развитие если и будет, то только в плане синтеза новых сверхтяжёлых элементов.

1. Действительно ли Периодическая таблица начинается с водорода? Возможно ли существование элементов легче водорода и, если возможно, то какими химическими свойствами они обладают?
2. Что произойдёт, если протон в ядре заменить на положительно заряженную частицу в тысячи раз более лёгкую, или в тысячи раз более тяжёлую, чем протон? И что будет, если заменить орбитальный электрон на более лёгкую или более тяжёлую частицу?
3. К каким химическим свойствам приведёт замена частиц с целочисленным зарядом на частицы с дробным зарядом (если таковые когда-нибудь будут открыты)? Где в Периодической таблице будут размещаться такие элементы?
4. Какова химия элементов, ядра которых не содержат протоны, как это имеет место у недавно синтезированных элементов, относящихся к так называемой нейтронной материи (динейтронов, тринейтронов, тетранейтронов и т.д.), у которых вообще нет орбитальных электронов?! Как они будут образовывать молекулу? Где их место в Периодической системе элементов? Именно они составят истинно нулевую группу (группу, оставленную Менделеевым для так и не открытых элементов эфира)?

5. Как далеко простирается Периодическая таблица элементов при движении в сторону увеличения масс? Возможно ли существование стабильных (или хотя бы долгоживущих) сверхтяжёлых ядер (так называемых элементов «второй сотни»)?
6. Где проходят границы стабильности? Как эти границы связаны с типами распада?
7. Совпадают ли Периодические таблицы, построенные для элементов материи и антиматерии? Например, идентичны ли химические свойства водорода и антиводорода, построенного из антипротона и позитрона на его орбите? Гелия и антигелия?

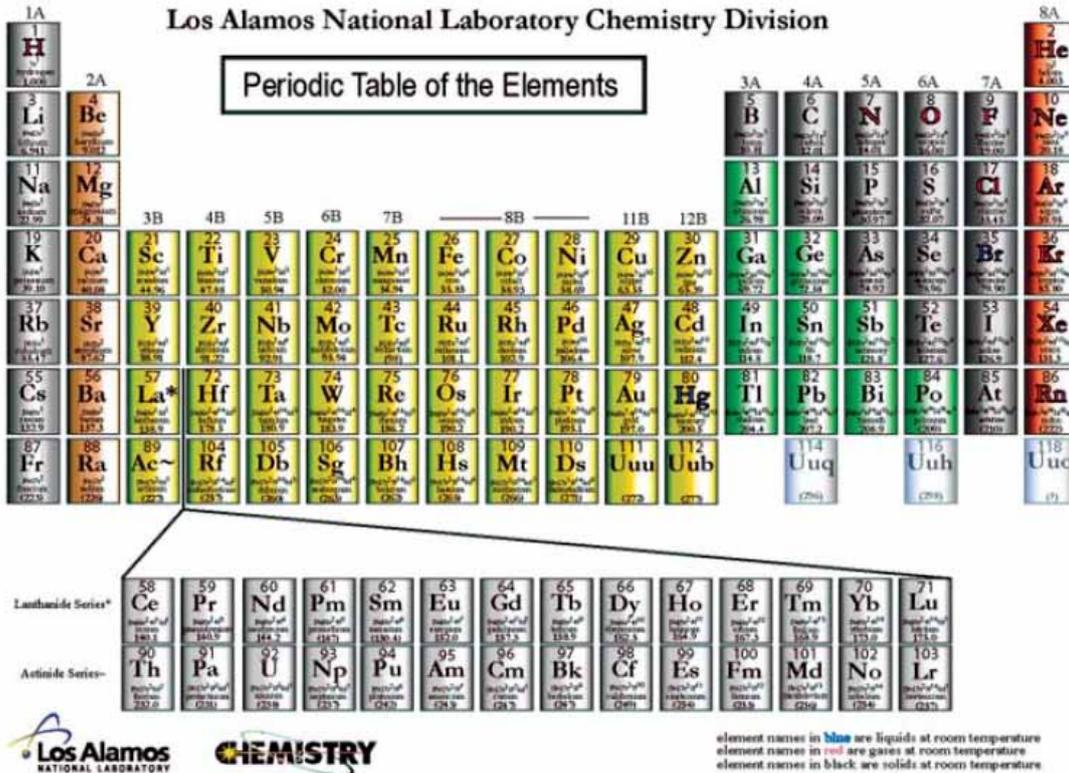


Рис. 11. Периодическая таблица элементов в представлении химического отдела Лосс-аламосской национальной лаборатории (США)

Однако вопросы остались:

1.

Вопросы, конечно, интересные...

Не менее интересны и вопросы, связанные с изотопами элементов:

1. Сколько изотопов имеется у каждого конкретного элемента? Каково отношение стабильных изотопов к радиоактивным у каждого элемента?
2. Каким типом распада обладает каждый радионуклид? Возможны ли «экзотические» типы распада (например, кластерный распад с испусканием частиц тяжелее кремния)?
3. Влияет ли степень ионизации атома и его химическое состояние на время жизни ядра (т.е. на величину его периода полураспада)?
4. Какие радионуклиды являются родоначальниками известных радиоактивных рядов?

Все эти вопросы так или иначе связаны с явлением радиоактивности. Разработанная недавно техника эксперимента (ускорители частиц на сверхвысокие энергии, новые методы детектирования, переход на пучки радиоактивных ионов), успехи ядерной физики, привели к синтезу новых элементов и изотопов (как сильно нейтроноизбыточных, так и нейтрононедостаточных), к открытию новых типов распада. В результате произошло активное развитие учения о радиоактивности, и стали лучше понятны перспективы развития Периодической таблицы элементов.

Ниже мы коротко остановимся на достижениях в этой сфере.

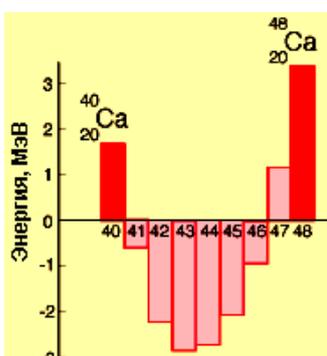
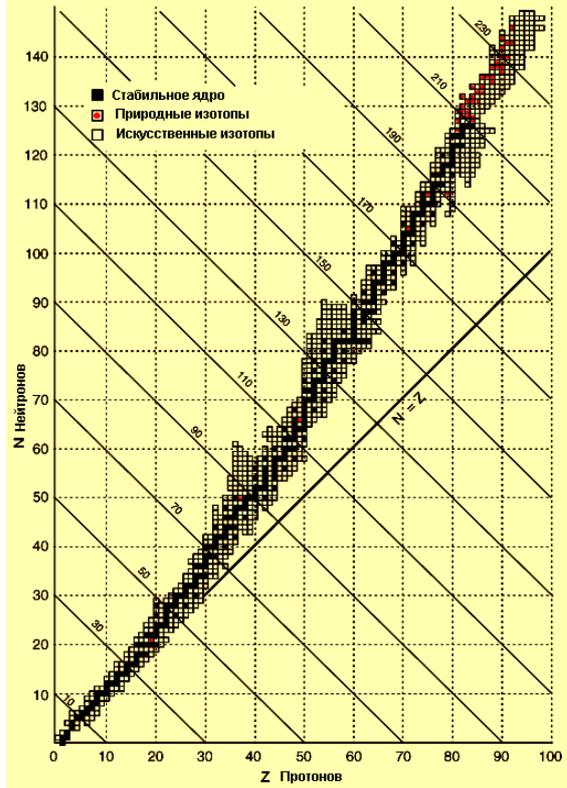


Рис. 12. Энергия связи у различных изотопов.

5.1 Долина ядерной стабильности

Для анализа вопроса, как радиоактивные изотопы распределяются среди известных стабильных, воспользуемся Периодической таблицей элементов. Известно, что почти все элементы с числом протонов $Z \leq 83$ имеют хотя бы один стабильный изотоп.

Обычно наибольшее число изотопов наблюдается у элементов с чётными значениями Z , тем более – с магическими числами. На **Рис. 12** в качестве примеры приведены значения энергии связи на нуклон для некоторых изотопов кальция. Видно, что энергии связи у изотопов с $N=20$ (дважды магическое ядро) и 28 высоки и положительны (устойчивые изотопы), тогда как у изотопа с $N=23$ энергия связи высока и отрицательна (радиоактивный изотоп).



Видно, что энергии связи у изотопов с $N=20$ (дважды магическое ядро) и 28 высоки и положительны (устойчивые изотопы), тогда как у изотопа с $N=23$ энергия связи высока и отрицательна (радиоактивный изотоп).

(Наиболее тяжелыми стабильными ядрами являются изотопы свинца ($Z=82$) и висмута ($Z=83$)). Исключение составляют два элемента: технеций ($Z=43$) и прометий ($Z=61$), наиболее долгоживущие изотопы которых имеют периоды полураспада соответственно $T_{1/2}=2.6 \cdot 10^6$ лет и $T_{1/2}=265$ дней.

Рис. 13а Z - N диаграмма известных нуклидов (черные точки – стабильные изотопы, цветные – радиоактивные (с разными типами распада)).

Число изотопов, существующих у каждого элемента, весьма различно, сильно различается и отношение числа радиоактивных изотопов к стабильным у каждого конкретного элемента.

Рассмотрим диаграммы Z - N , т.е. изучим устойчивость изотопов в зависимости от числа протонов и нейтронов в ядре. На **Рис. 13а, б** и **в** показаны разные варианты N - Z диаграмма атомных ядер. Стабильные ядра, существующие в природе, - их 273 - на ней представлены черными квадратами.

Стабильность ядер определяется балансом притягивающих ядерных сил между нуклонами: нейтронами (n) и протонами (p), и отталкивающих кулоновских сил, которые действуют между заряженными протонами. Поэтому в ядре осуществляются разного типа взаимодействия - ($n-p$), ($n-n$), ($p-p$). Наиболее сильными являются ($n-p$)-взаимодействия. Наиболее стабильными являются ядра с близким числом нейтронов и протонов, т. к. в них осуществляется максимальное число ($n-p$)-взаимодействий. Чистые ($n-n$)-системы являются нестабильными (за исключением нейтронных звезд, где стабилизирующими силами являются гравитационные силы). Нестабильны и системы, состоящие из малого числа протонов и большого числа нейтронов, и наоборот.

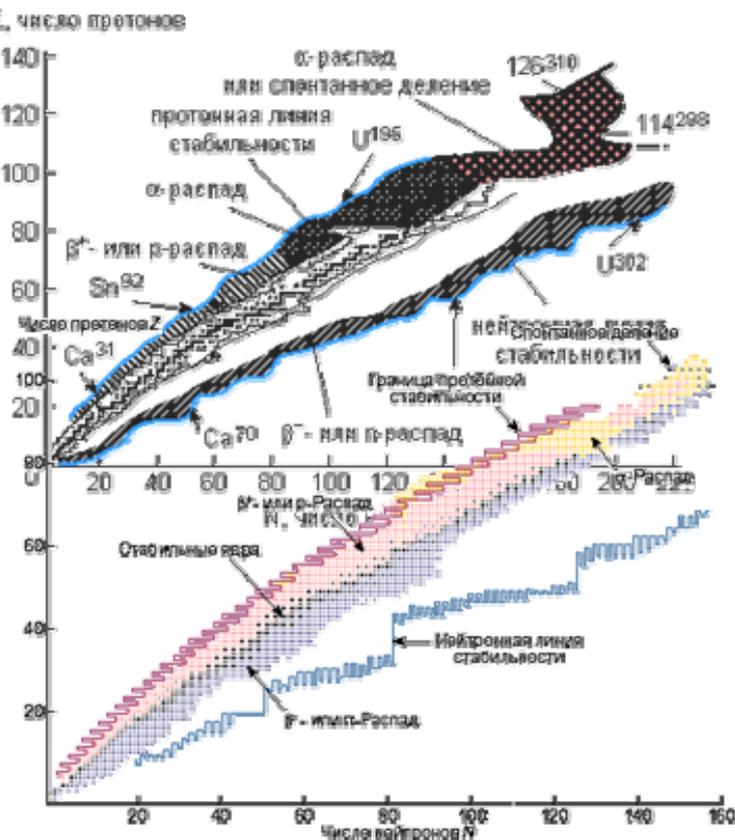


Рис. 13б. Нейтронно-протонная карта изотопов. Черными квадратами представлены ядра стабильные или долгоживущие. Ломаной сплошной кривой представлена область известных ядер, испытывающих электронный распад β^- и β^+ -распады). Двумя сплошными линиями вблизи области α -распада показаны границы известных в настоящее время ядер. Внешние сплошные кривые ограничивают предполагаемую область стабильных ядер. За этими линиями начинается «море» нестабильности. Нижняя линия определяет нейтронную границу стабильности (n -распад), верхняя - протонную (β -распад). Штрихпунктирной линией ограничена ожидаемая область стабильности сверхтяжелых ядер. На границе области стабильности обозначены последние стабильные, еще не синтезированные, изотопы.

Рис. 13в. Границы стабильности изотопов. Стабильные изотопы показаны черными точками, известные радиоактивные - красными, синими, желтыми и

зелеными точками в зависимости от преимущественного типа распада; границы устойчивости, определяемые по капельной модели ядра, показаны сплошной линией. Пустые места на карте означают, что в принципе эти изотопы в будущем могут быть открыты.

Для стабильных ядер характерно вполне определенное значение N/Z , определяемое равновесием ядерных и кулоновских сил в ядре. Легкие стабильные ядра ($A < 40$) имеют приблизительно равные числа нейтронов и протонов. В области более тяжелых ядер отношение числа нейтронов к числу протонов начинает возрастать и достигает величины 1,6 в районе $A=250$. Это изменение легко понять, если учесть короткодействующий характер ядерных сил и возрастающую роль кулоновского взаимодействия протонов с ростом A . Поэтому для ядер с массой больше 40 ($N=Z=20$) кулоновские силы сдвигают линию стабильности в сторону нейтроноизбыточных ядер (больших N). Кулоновские силы также ограничивают область существования тяжелых ядер, для которых короткодействующие ядерные силы не могут компенсировать кулоновские силы отталкивания, и тяжелые ядра с числом протонов $Z > 90$ распадаются путем спонтанного деления с образованием двух более стабильных кусков - осколков деления. Этим же объясняется и то, что ядра тяжелее урана ($Z > 92$) в природе пока не обнаружены.

Тяжелые ядра оказываются энергетически более устойчивыми, если содержат большее число нейтронов N по сравнению с числом протонов Z . С левой стороны от стабильных ядер находятся ядра, перегруженные протонами (протоноизбыточные ядра), справа - ядра, перегруженные нейтронами (нейтроноизбыточные ядра). Ядра, сильно перегруженные нейтронами или протонами, обычно называют экзотическими ядрами. Более темным цветом на **Рис. 13а** выделены атомные ядра, обнаруженные в настоящее время.

Пунктирная линия очерчивает область возможного существования атомных ядер. Связанное состояние ядра определяется как состояние, связанное относительно испускания нейтронов или протонов, т.е. считается, что атомное ядро существует, если оно не испускает нуклоны из основного состояния. Линия $B_p=0$ (B_p - энергия отделения протона) ограничивает область существования атомных ядер слева. Линия $B_n=0$ (B_n - энергия отделения нейтрона) - справа. Вне этих границ атомные ядра существовать не могут, так как они распадаются за характерное ядерное время ($\sim 10^{-23}$ с) с испусканием одного или нескольких нуклонов. Если среднее время жизни ядра $\tau < 10^{-22}$ с, то считают, что ядра не существуют. Характерные времена жизни для радиоактивных ядер $\tau > 10^{-14}$ с.

Рассчитать границы нуклонной стабильности довольно сложно, т.к. точность, с которой оцениваются энергии связи ядер (несколько сотен кэВ), недостаточна для того, чтобы определить будет ли ядро β - радиоактивным или оно будет распадаться с испусканием нуклона. В первую очередь это относится к границе нейтронной стабильности. Кулоновское взаимодействие протонов делает невозможным существование ядер, сильно перегруженных протонами. Для легчайших ядер граница $B_p = 0$ проходит довольно близко от долины стабильности. Увеличение заряда ядра приводит к увеличению кулоновского барьера и соответственно к увеличению периода полураспада ядра.

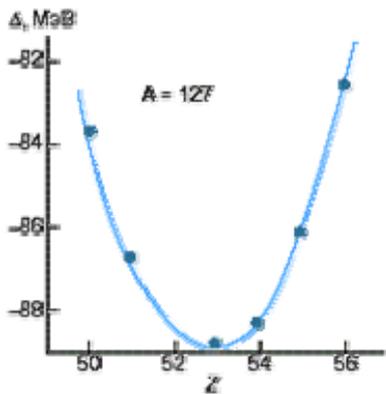
Более подробно границы стабильности относительно разных типов распада представлены на **Рис. 13б**.

У больших ядер нестабильность возникает вследствие конкуренции между притяжением нуклонов ядерными силами и кулоновским отталкиванием протонов. Не существует стабильных ядер с зарядовым числом $Z > 83$ и массовым числом $A > 209$. Но радиоактивными могут оказаться и ядра атомов с существенно меньшими значениями чисел Z и A .

На **Рис. 13в** показана рассчитанная нейтронная и протонная линия стабильности. Ядра, перегруженные нейтронами (нейтроноизбыточные) или протонами (протоноизбыточные), расположенные за линией стабильности, являются несвязанными ядрами и распадаются за время 10^{-22} секунды и менее.

Радиоактивные ядра, находящиеся между линиями стабильности, а их около 7000, могут быть синтезированы только искусственно. Число еще неизвестных ядер составляет около 4000 (заштрихованные области на карте изотопов). Пока не удалось приблизиться к линии стабильности в области средних и больших масс ядер ($N > 30$). Для ядер легчайших элементов (изотопов водорода, гелия, лития, бериллия), граница стабильности уже достигнута - синтезированы все стабильные ядра. Если ядро содержит значительно больше протонов, чем нейтронов, то нестабильность обуславливается избытком энергии кулоновского взаимодействия. Ядра, которые содержали бы большой избыток нейтронов над числом протонов, оказываются нестабильными вследствие того, что масса нейтрона превышает массу протона. Увеличение массы ядра приводит к увеличению его энергии.

Область расположения стабильных ядер обычно называют долиной стабильности. Для ядер долины стабильности характерно следующее отношение числа нейтронов к числу протонов:



$$N/Z = 0.98 + 0.015 \cdot A^{2/3}, \quad (32)$$

где $A = N + Z$ – массовое число.

Рис. 14. Зависимость дефекта массы A от Z для изобарных ядер с $A = 127$ нарушается в пользу нейтронов

Как уже упоминалось, радиоактивный распад возможен только в том случае, если сумма масс продуктов будет меньше массы исходного нуклида. Дефект массы определяется как разность между энергией покоя атома $M(Z, N)c^2$ и суммой масс составляющих его нуклонов и тем самым он показывает, как сильно связаны нуклоны в ядре. На **Рис. 14** приведена в качестве примера кривая для изобарных ядер с $A = 127$. Она похожа на кривую, получаемую при поперечном сечении глубокой долины. Изобарное ядро, находящееся на самом дне долины, – это единственное стабильное ядро; ядра, располагающиеся на склонах долины, нестабильны, и они как бы скатываются на ее дно, распадаясь, как правило, с испусканием электрона или позитрона.

Изобарные ядра с $A = 127$ никоим образом не исключительные, дефекты масс для других групп изобарных ядер тоже располагаются на кривых, напоминающих поперечные сечения долин. В самом низу, на дне долины, оказываются стабильные ядра, а вокруг них резко поднимаются горы нестабильных. Чем короче время жизни ядра, тем выше гора, с которой оно скатывается в долину стабильности. В легких ядрах в долине число протонов примерно равно числу нейтронов, и этот факт необходимо отразить введением так называемого члена с симметричной энергией

$$E_{sym} = \epsilon (N - Z)^2 / A \quad (33)$$

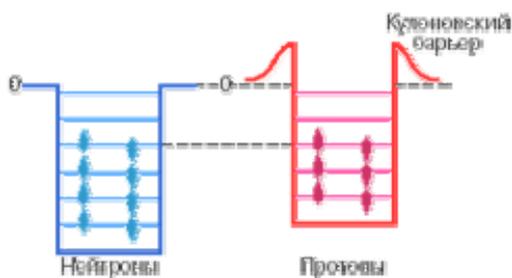


Рис. 15. Схематическое изображение потенциальных ям для протонов и нейтронов в ядре; минимум полной энергии ядра обеспечивается тогда, когда наивысший протонный и нейтронный уровни находятся на одной высоте, примерно на 8 МэВ ниже нулевого уровня

Симметричная энергия возникает вследствие квантовых свойств ядерной материи, а именно в силу того, что и протоны и нейтроны являются фермионами (частицами с полуцелым спином: у протона, нейтрона, и электрона, спин равен $1/2$), то есть для них справедлив принцип Паули. Принцип Паули запрещает находиться фермионам в одном и том же квантовом состоянии. Для ядра это означает, что нуклоны последовательно заполняют дискретные энергетические уровни, образуемые в потенциальной яме ядра аналогично тому, как происходит заполнение электронных уровней в атоме. Так как электрический заряд нуклонов разный, протоны и нейтроны независимо последовательно заполняют свои энергетические уровни. Из-за наличия у протонов кулоновского взаимодействия глубина потенциальной ямы для протонов несколько меньше, чем для нейтронов, как это показано на **Рис. 15**.

Наивысшие протонный и нейтронный уровни должны находиться при одной энергии. Симметричная энергия возникает по той причине, что в силу принципа Паули ядра с большим числом нуклонов имеют и большую среднюю кинетическую энергию, а потому энергетически выгодно ядру иметь равное число протонов и нейтронов. Если в ядре нейтронов будет больше и их наивысший занятый уровень по энергии окажется расположенным выше последнего занятого протонного уровня, то ядро становится нестабильным и путем p -распада внутриядерного нейтрона $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$ перейдет в состояние с меньшей энергией. При β -распаде всегда кроме электрона (или позитрона) испускается также и нейтрино. При распаде нейтрона образуется электронное антинейтрино. При избытке протонов ядро оказывается нестабильным по отношению к позитронному распаду. Если глубины нейтронного и протонного потенциалов одинаковы, как это имеет место в легких ядрах, то числа протонов и нейтронов в ядре должны быть одинаковы, что и наблюдается экспериментально. По мере увеличения Z в силу роста кулоновского отталкивания протонов глубина их потенциальной ямы уменьшается, а значит, в ядре будет больше нейтронов.

В энергии ядра следует учесть также так называемый эффект спаривания. Эксперименты свидетельствуют о наличии дополнительного взаимодействия притяжения, заставляющего два одинаковых нуклона спариваться между собой, образуя состояния с нулевым моментом количества движения. Указанное обстоятельство приводит к тому, что наиболее устойчивы четно-четные ядра (ядра с четным числом протонов и четным числом нейтронов), затем идут нечетные и, наконец, нечетно-нечетные. Причем масса

ядер при последовательном изменении заряда $Z_{на}$ единицу меняется не плавно, а скачкообразно. Любой непарный нуклон всегда имеет меньшую энергию связи.

5.2 Новые тяжёлые элементы

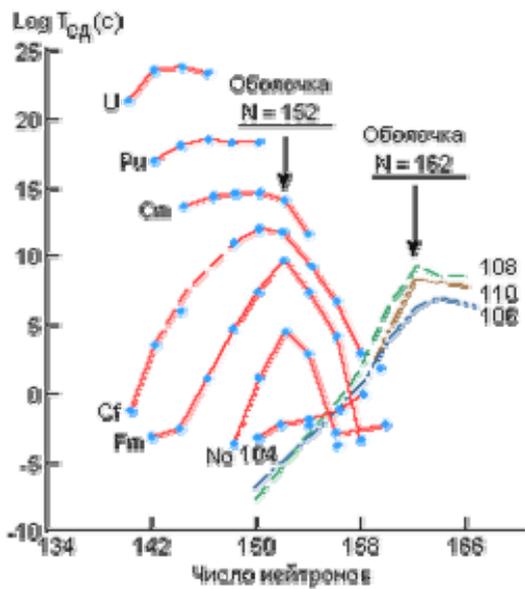
В настоящее время полагают, что основная часть Периодической таблицы заполнена полностью, и обнаружить внутри её какие-либо новые элементы невозможно. Единственная перспектива – выйти за пределы Таблицы, синтезируя элементы с увеличивающимся числом протонов. Сейчас Периодическая система элементов продолжает развиваться за счёт наработки новых «сверхтяжёлых» элементов.

Все элементы с $Z > 93$ синтезированы искусственно с использованием интенсивных потоков нейтронов или пучков ускоренных тяжелых ионов. Нейтронный метод синтеза новых элементов, использующий потоки нейтронов из реакторов или ядерных взрывов, дал возможность синтезировать новые элементы вплоть до фермия ($Z=100$). Метод этот основан на последовательном захвате нейтронов ядрами урана. Например, ядро ^{238}U поглощает нейтроны, превращается в ядро ^{239}U , которое испытывает электронный распад и превращается в ядро 93-го элемента – ^{239}Np . Если облучение в реакторе проводится достаточно длительное время (год или более), то за это время в образце накопятся ядра не только нептуния, но и следующих за ним элементов. Например, ^{239}Np может в результате электронного распада превратиться в 94-й элемент – ^{239}Pu .

Затем ядро этого элемента захватывает два нейтрона, после чего ^{241}Pu испытывает электронный распад и превращается в ядро 96-го элемента - америция и т.д. Однако ядра тяжелее 100-го элемента - фермия нейтронным методом синтезировать не удалось.

Принципиальное ограничение на синтез новых элементов таким способом связано с существованием других типов распада в цепочке образующихся ядер, например, спонтанного деления, которое разрывает цепочку ядер, образующихся после захвата нейтронов. Восемь элементов, завершающих первую сотню периодической таблицы, были открыты американскими учеными с использованием нейтронного метода.

Рис. 16. Зависимость времени жизни изотопов различных элементов по отношению к спонтанному делению ($T_{сд}$) от числа нейтронов. Пунктиром показаны расчетные кривые для 106, 108 и 110 элементов.

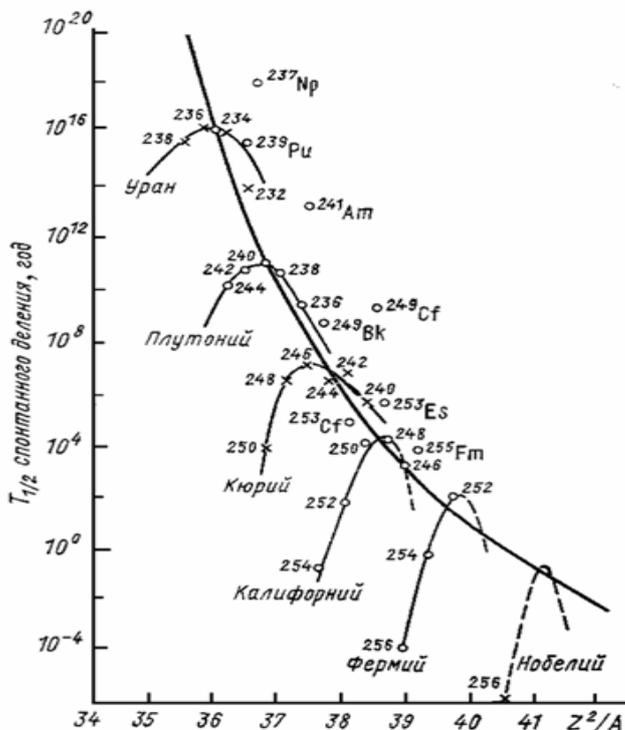


Дальнейшее продвижение в область трансфермиевых элементов стало возможным лишь с появлением ускорителей тяжелых ионов. При слиянии двух ядер может образоваться новое ядро с зарядом, равным сумме зарядов двух ядер. Эти так называемые реакции полного слияния, о которых говорилось выше, были

успешно реализованы на ускорителях тяжелых ионов. Сложность заключалась в том, что новые трансфермиевые ядра имели время жизни порядка секунд (для $Z=101-103$) и оно катастрофически уменьшалось с увеличением порядкового номера элемента (**Рис. 16**).

Рис. 17. Периоды полураспада тяжёлых ядер

Теоретиками было предсказано сильное увеличение стабильности (времени жизни) ядер вблизи магических чисел 114 для протонов и 184 для нейтронов (114-й элемент с числом нейтронов 184). Эти предсказания основывались на оболочечной модели, в которой ядро рассматривается как ряд последовательно заполняемых протонных и нейтронных оболочек. Ядра с замкнутыми оболочками, имеющими число протонов или нейтронов 2, 8, 20, 50, 82, 126, отличаются от своих соседей повышенной стабильностью. Последним известным дважды магическим ядром является изотоп свинца-208 (82 протона и 126 нейтронов). Магическими



числами являются также 114 для протонов и 184 для нейтронов. Изотопы вблизи следующего за свинцом-208 дважды магического ядра 114-298 должны обладать повышенной стабильностью и именно здесь можно ожидать нового увеличения времени жизни сверхтяжелых элементов. Эксперименты обнаружили некоторое увеличение стабильности тяжелых изотопов 106, 108 и 110-го элементов вблизи числа нейтронов, равного 162. **Замечание.** Теоретики сильно поднавали в своих расчетах сверхтяжелых магических ядер. По крайней мере там, куда они указывали, никакого острова стабильности найти не удалось. Ребята забыли учесть релятивистские эффекты. Теперь они предлагают поискать в другом месте. Поживём – увидим, что это за пророки...

В правом верхнем углу $N-Z$ диаграммы расположена интенсивно исследуемая в настоящее время область сверхтяжелых атомных ядер. Открытие и исследование сверхтяжелых атомных ядер с $Z=109-118$ показывает, что в этой области ядер существенную роль в повышении их стабильности играют ядерные оболочки. Достаточно хорошее согласие теоретических расчетов с полученными в последнее время экспериментальными данными (**Рис. 17**) позволяет прогнозировать существование острова стабильности в районе $Z=110-114$ и $N=178-184$. Трудность проникновения на остров стабильности связана с тем, что нет комбинации соответствующих ядер, использование которых в качестве мишени и налетающей частицы позволили бы попасть в центр острова стабильности.

Некоторые изотопы сверхтяжелых элементов представлены на **Рис. 18**. Видно, что большинство имеет периоды полураспада, измеряемые микросекундами. Однако, при приближении к области стабильности время жизни составляет уже секунды, а в районе «магических чисел» периоды полураспада достигают десятков минут.

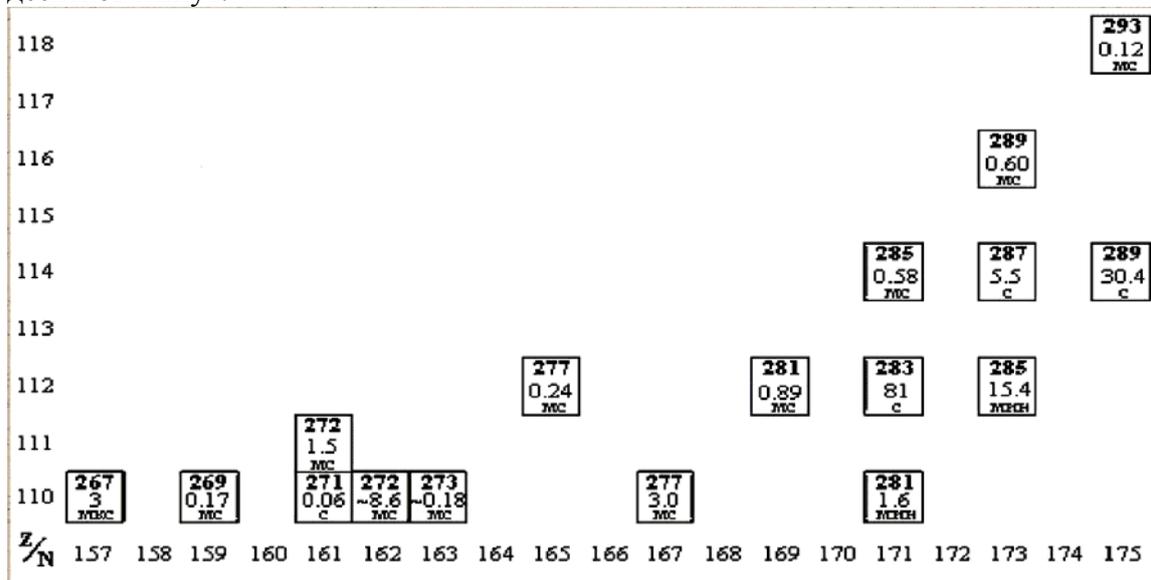


Рис. 18. Дальние трансурановые элементы.

Замечание. Международный Союз чистой и прикладной химии присвоил следующие названия и символы вновь открытым элементам «второй сотни»: 101 – Менделевий, Md; 102 – Нобелий, No; 103-Лоуренсий, Lr; 104 – Дубний, Db; 105 – Жолиотий, J; 106 – Резерфордий, Rf; 107 – Борий, Bh; 108 – Ганий (Хассий), Hn; 109 – Майтнерий, M, 110 – дармштадтий, Ds, 111 – рентгений, Rg, 112 – коперникий (коперниций), Cn. Остальные сверхтяжелые элементы (113-118) названий пока не имеют. Из новых элементов самым интересным является 118: если он окажется инертным газом, аналогом радона, то Периодическая система действительно отражает реальность. А если нет, то нет...

5.3 «Доводородные» элементы

Ещё Д.И.Менделеев задумывался над вопросом возможно ли существование в природе элементов легче водорода? Учёных давно интересует вопрос, что произойдёт, если заменить протон на позитрон или гиперон, а электрон – на тяжёлый мезон?

Ответы на эти вопросы сейчас известны: ничего особенного - никаких новых («доводородных») элементов не возникнет, а получится атом водорода!

В попытке продолжить Периодическую таблицу в сторону лёгких элементов первым был получен атом позитрония, в котором две частицы, электрон и позитрон, вращаются относительно друг друга. Позитроний нестабилен - через 10^{-7} или 10^{-10} с (соответственно при антипараллельных и параллельных спинах частиц) происходит аннигиляция e^+e^- . Атомы позитрония вступают в химические реакции (присоединение по ненасыщенным водородным связям, замещение других атомов, окисление и др.) подобно атому водорода. Поэтому позитроний рассматривается как изотоп водорода (подобно протию, дейтерию и тритию).

Замечание. Сравнение позитрония с атомом водорода не совсем точно. Хотя позитроний в целом – система нейтральная (его заряд равен нулю), это не означает, что он не окружен электрическим полем. Поля не было бы, если бы оба заряда располагались в одном месте. В позитронии же заряды находятся на расстоянии примерно $0,2 \cdot 10^{-8}$ см, а потому поле, создаваемое позитроном, не уничтожается полностью полем, которое создается электроном. В результате позитроний может притянуть к себе еще один заряд – электрон или позитрон, и образовать связанную систему, состоящую из трех частиц. Систему, состоящую из двух электронов и одного позитрона, удалось создать в 1980 г. американцу Миллсу. Её назвали отрицательным ионом позитрония. Должен существовать и положительный ион позитрония, аналог иона молекулы водорода, содержащего два протона и один электрон. Но он пока не получен.

В качестве положительно заряженного ядра атома может использоваться не только протон или позитрон, но и любая другая положительно заряженная частица, например, мюон.

Мюон [сокр. мю-мезон] — физически неустойчивая элементарная частица с массой покоя, равной 207 электронных масс, зарядом, равным положительному или отрицательному электрическому заряду и спином $1/2$; время жизни мюона равно $2,2 \cdot 10^{-6}$ с; относится к классу лептонов. Отрицательно заряженный мюон является античастицей по отношению к положительно заряженному мюону, и наоборот.

Положительный мюон способен захватывать на свою орбиту обычный электрон, образуя мюоний, аналог атома водорода.

Мюоний - нестабильная связанная система из положительно заряженного мюона (μ^+) и электрона (e^-), по структуре аналогичная атому водорода. Время жизни мюония около 10^{-6} с. Атомная водородная система, состоящая из положительно заряженного мюона в качестве центрального ядра и электрона, является модельным легким аналогом атомарного водорода.

Атом мюония (Mu) по основным параметрам (размер, ионизационный потенциал и т.п.) близок к атому H, отличаясь от последнего массой ($m_{\text{Mu}} \sim m_{\text{H}}/9$). Он вполне аналогичен водороду, например, в твердом теле μ^+ -мезоны занимают такие же положения равновесия, какие заняли бы замедляющиеся в нем протоны. С помощью теории кинетического изотопного эффекта можно оценить разницу в скоростях химических реакций водорода и мюония. Установлено, что при нормальных условиях изотопный эффект незначителен. Тем не менее, есть одно обстоятельство, которое будучи малосущественным для реакций обычных атомов, даже таких легких, как водород, для реакций мюония может приобретать решающее значение - квантово-механический туннельный эффект. По сравнению с предсказаниями классической теории скорость химической реакции значительно возрастает. Для зависимости скорости химической реакции от температуры закон Аррениуса не имеет места: уже при комнатной температуре мы находимся в квантовой области.

Попытки заменить протон на положительно заряженный гиперон (в разы тяжелее протона) также всегда приводят к получению водородоподобного атома.

Второе направление модификации атома водорода – замена орбитального электрона на другую отрицательно заряженную элементарную частицу: мезоны или адроны. Действительно, известно, что μ^- -мезоны, поскольку последние способны замещать электроны в атомах и молекулах, образуя мезоатомы (иногда их называют мюонными атомами).

Мезоатом [см. мез(о)...] — атом, в котором один из электронов замещен отрицательно заряженным мюоном; в мезоатоме мюоны расположены в сотни раз ближе к ядру, чем электроны в обычном атоме. В более широком смысле, мезоатом – атомоподобная система, в которой силы электростатического притяжения связывают положительное ядро с одним (или несколькими) отрицательно заряженными мюонами (мюонный атом) или адронами (адронный атом). Мезоатом может содержать также электроны.

Адроны - элементарные частицы, участвующие в сильном взаимодействии (барионы и мезоны, включая все резонансы).

Барионы - /от греч. - тяжелый/, "тяжелые" элементарные частицы с полуцелым спином и массой, не меньшей массы протона, участвуют во всех известных фундаментальных взаимодействиях; к барионам относятся нуклоны, гипероны и многие из резонансов.

В простейшем мезоатоме – мюонном водороде μ^- вращается вокруг протона. По размерам такой атом в 207 раз меньше обычного атома водорода. Можно сделать еще один шаг и представить себе мезомолекулу – два ядра, соединенные между собой не электроном, как обычно, а мюоном. Например, ион молекулярного дейтерия *dde* представляет собой два дейтона и общий электрон. Дейтоны находятся в нем на расстоянии порядка двух боровских радиусов.

Свойства мезоатомов мы подробно рассмотрим в отдельной лекции, здесь только укажем, что система протон-мезон обладает всеми химическими свойствами водорода.

Любая комбинация состоящих из двух элементарных частиц (их уже более 300), одна из которых – положительно, а другая - отрицательно заряжена, представляет собой атом водорода. Поэтому, до тех пор, пока заряд частицы будет кратен заряду электрона, мы всегда будем получать элемент водород. (Что будет с химией в случае появления частиц с дробными зарядами неизвестно, поскольку ни одной такой элементарной частицы пока не обнаружено).

5.4 «Экзотические» ядра

Фундаментальная проблема ядерной физики - получение и изучение свойств ядер, находящихся в экстремальном состоянии - экзотических ядер. Эти ядра имеют большой угловой момент («бешено» вращающиеся ядра), высокую энергию возбуждения («горячие» ядра), сильнодеформированные ядра (супер- и гипердеформация, ядра с необычной конфигурацией), ядра с аномально высоким числом нейтронов или протонов (нейтроноизбыточные и протоноизбыточные ядра), сверхтяжелые ядра с числом протонов $Z > 110$.

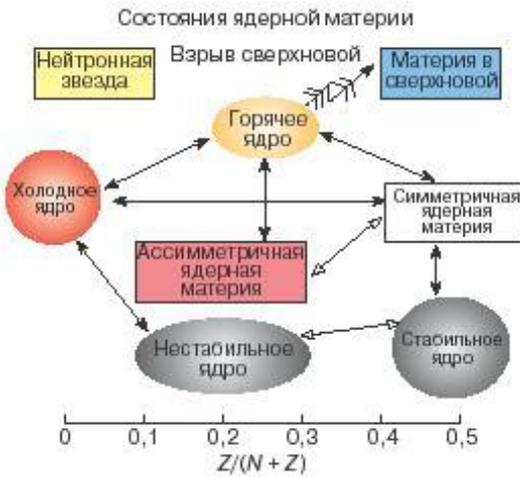


Рис. 19. Схематическое представление состояний ядерной материи в зависимости от соотношения числа протонов (Z) к общему числу нуклонов ($N + Z$) в ядре.

На **Рис. 19** схематично показаны состояния ядерной материи в космосе. Первое состояние - симметричная ядерная материя (1). Оно определяется свойствами стабильных ядер - их энергией (E), плотностью распределения нейтронов (N) и протонов (Z), массой (m) и др. Второе состояние - это чисто нейтронная материя, аналогом которой могут быть нейтронные звезды. Оно достигается увеличением нейтронного избытка в ядрах, которые искусственно синтезируются на ускорителях. И, наконец, материя, соответствующая состоянию вещества в сверхновых космических образованиях, характеризующаяся чрезвычайно высокой плотностью ($\sim 10^{12}$ г/см³) и температурой ($\sim 10^9$ градуса). Это состояние материи также моделируется искусственно в ядерных реакциях с ускоренными до высоких энергий ядрами (несколько ГэВ на нуклон).

Для синтеза экзотических ядер используются ускорители тяжелых ионов с энергиями от десятков МэВ до сотен ГэВ. Для того чтобы началась ядерная реакция, энергия ускоренного ядра должна превышать кулоновскую энергию отталкивания двух положительно заряженных ядер, которая обычно составляет несколько десятков МэВ. При энергиях выше кулоновского барьера возможны различные каналы реакции, вероятность которых зависит от энергии ядра-снаряда, от свойств самих взаимодействующих ядер, а также от расстояния, на котором сталкиваются два ядра. При лобовых столкновениях с энергиями ниже порога фрагментации двух ядер (~ 30 МэВ/нуклон), когда происходит полный развал, фрагментация ядер частицы и мишени, в основном протекают реакции полного слияния ядер мишени и бомбардирующего иона с образованием нового составного ядра, имеющего заряд и массу, близкую к сумме зарядов и масс двух взаимодействующих ядер. Это новое составное ядро имеет очень высокую температуру, так как вся кинетическая энергия бомбардирующей частицы переходит во внутреннюю энергию возбуждения нового ядра, и большой угловой момент, то есть большую скорость вращения. В таком состоянии это экзотическое ядро существует всего лишь 10^{-16} секунды и затем переходит в менее экзотическое состояние, «остывая» и уменьшая скорость вращения. Тепловая энергия кипящего ядра сбрасывается из-за испарения нейтронов и заряженных частиц, а энергия вращения - испусканием гамма-квантов. После этого ядро переходит в основное состояние, уменьшая массу на число испарившихся нейтронов, которое может достигать значительной величины (до 18-22 нейтронов). Масса конечного ядра может быть меньше начального составного ядра на 18-22 единицы. При этом возникает новое нейтронодефицитное экзотическое ядро, расположенное на границе ядерной стабильности.

С увеличением энергии бомбардирующего ядра при ее определенном пороговом значении (~ 30 МэВ/нуклон) ядра начинают фрагментировать, то есть раскалываться на множество более легких ядер в широком диапазоне масс, зарядов и температур. В реакциях фрагментации ядер в больших количествах могут образовываться как сильно **нейтроноизбыточные**, так и сильно **нейтронодефицитные** ядра. Избыток и дефицит нейтронов в конечных ядрах зависит от соотношения нейтронов и протонов в бомбардирующем ядре. Например, если использовать пучок изотопа кальция-48 (самый нейтронообогащенный изотоп (20 протонов и 28 нейтронов), встречающийся в природе), то удаётся синтезировать более тридцати новых нейтроноизбыточных ядер, расположенных у самой границы ядерной стабильности - ^{18}B , ^{22}C , ^{23}N , ^{24}O , ^{29}F и др. Граница нейтронной стабильности $B_n=0$ в настоящее время относительно хорошо известна лишь для самых легких ядер.

Граница нейтронной стабильности достигнута для изотопов с $Z=4$ с обнаружением ^{11}Be . На пучке ^{56}Fe был синтезирован самый тяжелый связанный изотоп с $Z=5$ - ^{19}B . В экспериментах на пучках ^{40}Ar и ^{48}Ca с энергией ~ 50 МэВ/нуклон были обнаружены связанные нейтроноизбыточные ядра ^{22}C , ^{23}N , ^{29}F , $^{29,30,32}\text{Ne}$.

Особый интерес представляют легкие нейтроноизбыточные ядра, т.к. для них получено наибольшее отношение N/Z : для ${}^9\text{He}$ $N/Z=3.5$, для ${}^{34}\text{Na}$ - 2.1, а для ${}^{252}\text{Cf}$ - 1.6.

Интригующая ситуация существует со свойствами сверхтяжелых изотопов водорода и гелия. Сначала была обнаружена «гелиевая аномалия», когда стабильность ядер с увеличением числа нейтронов при приближении к линии стабильности не уменьшалась, а даже увеличивалась. Изотоп ${}^8\text{He}$ оказался более связанной системой по отношению к эмиссии одного и двух нейтронов, чем ${}^6\text{He}$, т.е. ядро ${}^8\text{He}$ оказалось более стабильным, чем ядро ${}^6\text{He}$. Такую же зависимость обнаружили и для несвязанных изотопов гелия: ${}^5\text{He}$, ${}^7\text{He}$, ${}^9\text{He}$, ${}^{10}\text{He}$ (например, энергия отделения нейтрона у ${}^7\text{He}$ больше, чем у ${}^5\text{He}$). В системе ${}^{10}\text{He}$ (два протона и восемь нейтронов) был обнаружен резонанс, который свидетельствовал, что это ядро не связано всего лишь на 1 МэВ. Впоследствии такая же аномалия наблюдалась и для тяжелых несвязанных изотопов водорода (${}^6\text{H}$ оказался более стабильным, чем ${}^4\text{H}$), проявляющихся также в виде резонансных состояний.

Замечание. В 2003 появились публикации о синтезе сверхтяжелого изотопа водорода ${}^7\text{H}$ в реакции ${}^8\text{He}(p,{}^2\text{He})$. В отличие от сложившихся представлений, два нейтрона из четырех, входящих в состав нейтронного гало ${}^8\text{He}$, образуют с альфа-частичным остовом ядро ${}^6\text{He}$ в возбужденном состоянии.

Существенную роль в области легких нейтроноизбыточных ядер играют силы n - n спаривания. Как правило, все легкие ядра, по которым проходит граница нейтронной стабильности (за исключением $Z=1$) имеют четное число нейтронов. Так, например, изотоп ${}^{14}\text{Be}$ имеет связанное состояние, в то время как ${}^{13}\text{Be}$ не имеет. Аналогичная ситуация с ${}^{22}\text{C}$ и ${}^{21}\text{C}$. Нестабильными по отношению к испусканию нейтронов являются изотопы ${}^{16}\text{B}$ и ${}^{18}\text{B}$, в то время как ${}^{17}\text{B}$ и ${}^{19}\text{B}$ стабильны.

Исследование свойств ядер, сильнообогащенных нейтронами, позволило обнаружить еще одно интересное явление - существование так называемых «нейтронных гало». Это явление появляется у ядер, находящихся у границы стабильности, таких, как ${}^8\text{He}$, ${}^{11}\text{Li}$, ${}^{14}\text{Be}$, ${}^{17}\text{B}$. В этих ядрах было экспериментально обнаружено высокое значение нуклонного радиуса. Оказалось, что у ${}^{11}\text{Li}$ два слабосвязанных нейтрона находятся на большом удалении от основного остова, представляющего из себя ядро ${}^9\text{Li}$. Радиусы этих ядер в несколько раз превышают радиусы соседних ядер. Радиусы ядер обычно выражают в фемтометрах (Фм) (1 Фм равен 10^{-13} см). Так вот, у ядра ${}^{11}\text{Li}$ радиус оказался равным 12 Фм, тогда как для ${}^9\text{Li}$ он равен 2.5 Фм. Необычная структура этих ядер проявляется в увеличении вероятности протекания ядерных реакций с такими ядрами, поскольку она пропорциональна радиусу взаимодействующих ядер.

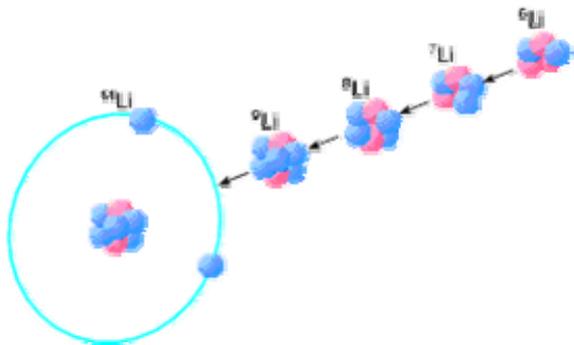


Рис. 20. Схематическое изображение эволюции ядра лития по мере увеличения числа нейтронов

Снова обратимся к легким нейтроноизбыточным ядрам. В стабильных ядрах все нейтроны сильно связаны с ядром, но посмотрим, что происходит по мере увеличения числа нейтронов. На **Рис. 20** показана в качестве примера эволюция ядра лития. Вначале прибавления нейтронов к стабильному ${}^6\text{Li}$ вплоть до ${}^9\text{Li}$ нейтроны "компактно" укладываются к имеющимся нуклонам. Но на ${}^9\text{Li}$ заканчивается формирование оболочки, и в ${}^{11}\text{Li}$ два нейтрона оказываются намного дальше компактного кора ${}^9\text{Li}$, образуя диффузное облако или гало почти чисто нейтронного вещества. Поэтому изучение свойств таких ядер (${}^8\text{He}$, ${}^{14}\text{Be}$) во вторичных реакциях (взаимодействие такого ядра с обычными ядрами) может существенно расширить наши знания о ядерной материи.

Если обратиться к другому склону долины стабильности, к протонноизбыточным ядрам, то здесь исследователей ждут эффекты, связанные с ролью кулоновской энергии в формировании ядерной материи. Для этих ядер ожидаются новые типы распада, такие, как задержанная эмиссия бета-частиц, протонная радиоактивность и эмиссия кластеров. Мы рассмотрим их в следующей лекции.

В настоящее время исследуется проблема – как проявляются обнаруженные для ядер долины стабильности магические числа в экзотических ядрах. В области ядер $N = 20$ неожиданной оказалась нестабильность дважды магического ядра ${}^{28}\text{O}$ ($Z = 8$, $N = 20$). Исследование распадных характеристик ядер вблизи ${}^{44}\text{S}$ дали первую информацию о существовании деформированных ядер с $N = 28$. Были получены ядра ${}^{45}\text{Fe}$, ${}^{49}\text{Ni}$ с экстремальным отношением N/Z . Получено самое тяжелое дважды магическое самоспряженное ядро ${}^{100}\text{Sn}$ ($Z = N = 50$).

5.5 На пути к нейтронной материи

При рассмотрении Периодической таблицы особо интересен вопрос, где будут располагаться элементы, не имеющие в своём составе протонов. Каковы вообще химические свойства нейтронной материи, т.е. элементам с $Z=0$, не имеющим на своих орбитах электронов. Поэтому химики с напряжённым вниманием следят за успехами физиков, приближающихся к синтезу в земных условиях нейтронной материи.

Исследование нейтроноизбыточных ядер позволяют продвигаться к островкам стабильности, которые предположительно существуют в «море» нестабильности. Первый такой островок может существовать для чисто нейтронных ядер с числом нейтронов около 20. Однако в настоящее время экспериментально синтезировать такие нейтронные ядра невозможно. Пока удалось синтезировать динейтрон ($2n$), тринейтрон ($3n$), тетранейтрон ($4n$). Они оказались нестабильными, однако динейтрон оказался «почти стабилен». Химия тетранейтрона пока не изучена, но это – дело времени (если только эта химия у него существует!).

ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

Лекция 8. ВИДЫ РАДИОАКТИВНОГО РАСПАДА

В настоящее время известно много процессов, происходящих самопроизвольно, спонтанно. Эти процессы называются радиоактивными, т.к. они протекают по законам радиоактивного распада. К числу радиоактивных процессов относятся α -распад, β -распад (включая электронный захват), γ -излучение, спонтанное деление тяжёлых ядер, испускание запаздывающих нейтронов и протонов, кластерный распад и т.п.

В данной лекции мы рассмотрим альфа- и бета- распад и ядерную изомерию. Другие виды радиоактивных превращений будут проанализированы в следующей лекции.

1. РАДИОАКТИВНЫЙ РАСПАД И ИОНИЗИРУЮЩИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ

Анализируя проникающую способность радиоактивного излучения урана, Э. Резерфорд обнаружил две составляющие этого излучения: менее проникающую, названную α -излучением, и более проникающую, названную β -излучением. Третья составляющая урановой радиации, самая проникающая из всех, была открыта в 1900 году П.Виллардом и названа по аналогии с резерфордовским рядом γ -излучением. Резерфорд и его сотрудники показали, что радиоактивность связана с распадом атомов (значительно позже стало ясно, что речь идет о распаде атомных ядер), сопровождающимся выбросом из них определенного типа излучений.

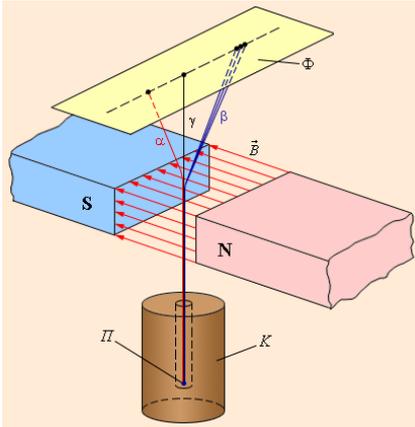


Рис. 1а. Радиоактивное излучение в магнитном поле

Позднее было показано, что α -излучение представляет собой поток ядер гелия ${}^4\text{He}$, а β -излучение состоит из электронов. Наконец, γ -излучение оказывается родственником светового и рентгеновского излучений и является потоком высокочастотных электромагнитных квантов, испускаемых атомными ядрами при переходе из возбужденных в более низколежащие состояния. Гамма-лучи представляют собой коротковолновое электромагнитное излучение с чрезвычайно малой длиной волны $\lambda < 10^{-10}$ м и вследствие этого – ярко выраженными корпускулярными свойствами.

Эти три вида радиоактивных излучений сильно отличаются друг от друга по способности ионизировать атомы вещества и, следовательно, по проникающей способности. Наименьшей проникающей способностью обладает α -излучение. В воздухе при нормальных условиях α -лучи проходят путь в несколько сантиметров. β -лучи гораздо меньше поглощаются веществом. Они способны пройти через слой алюминия толщиной в несколько миллиметров. Наибольшей проникающей способностью обладают γ -лучи (проходят через слой свинца толщиной 5–10 см).



Рис.1б. Радиоактивное излучение в магнитном (слева) и электрическом (справа) полях.

В Табл. 1 представлена история открытия различных видов радиоактивного распада.

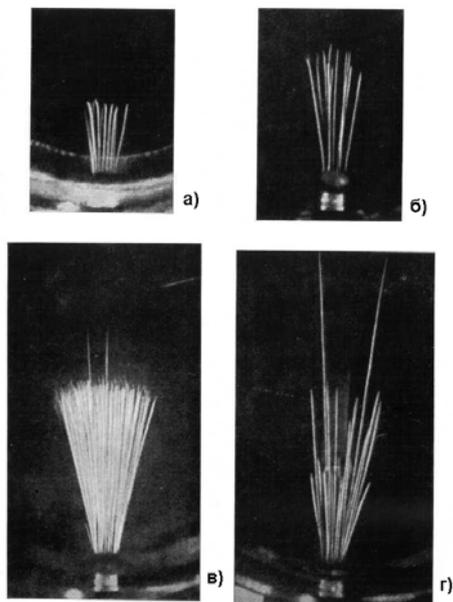


Рис. 2. Плоские пучки α -лучей от источника малых размеров. а) Источник – ^{210}Po , одна группа α -лучей; б) источник ^{227}Th , две группы с близкими по длине пробегами; в) источник $^{215}\text{Bi}+^{211}\text{Po}$, видны две α -частицы ^{207}Tl ; источник – ^{228}Th с дочерними продуктами ^{224}Ra , ^{232}Th , ^{216}Po , $^{212}\text{Po}+^{212}\text{Bi}$ (6 групп).

Некоторые сведения по истории открытия радиоактивности, связанной с запаздывающими частицами приведены в **Табл.2**. **Табл. 3** иллюстрирует свойства некоторых типов радиоактивного распада, включая электронный захват, ЭЗ, и внутреннюю конверсию, ВК.

Табл. 1. История открытия различных видов радиоактивности

Тип радиоактивности ядер	Вид обнаруженного излучения	Год открытия	Авторы открытия
Радиоактивность атомных ядер	Излучение	1896	А. Беккерель
Альфа-распад	^4He	1898	Э. Резерфорд
Бета-распад	e^-	1898	Э. Резерфорд
Гамма-распад	γ -Квант	1900	П. Виллард
Спонтанное деление ядер	Два осколка	1940	Г.Н.Флеров, К.А.Петржак
Протонный распад	p	1982	З. Хофман и др.
Кластерный распад	^{14}C	1984	Х. Роуз, Г. Джонс; Д.В.Александров и др.

Табл. 2. Испускание запаздывающих частиц

Тип распада	Первооткрыватель
Запаздывающие α -частицы	Rutherford E., Wood A.B. 1916
Запаздывающие нейтроны	Roberts R.B., Meyer R.C., Wang P., 1939
Запаздывающие протоны	Карнаухов В.А. и др., 1963
Запаздывающее деление	Кузнецов В.И., Скобелев Н.К., Флеров Г.Н. 1966
Запаздывающее испускание двух нейтронов	Azuma R.E. и др., 1979
Запаздывающее испускание трех нейтронов	Azuma R.E. и др., 1980
Запаздывающее испускание двух протонов	Cable M.D. и др., 1983
Запаздывающие тритоны	Франция, 1984

2. ОСНОВНЫЕ ТИПЫ ЯДЕРНЫХ ПРЕВРАЩЕНИЙ

Различают следующие основные типы самопроизвольных превращений ядер атомов: α -распад, β^- -распад, β^+ -распад, захват электрона, изомерный переход, испускание нейтрона и спонтанное (самопроизвольное) деление.

Табл. 3. Характеристики радиоактивного распада

Тип распада	Испускаемая частица	ΔZ	ΔN	ΔA	Типичные энергии испускаемых частиц, МэВ	Пример	Последствия
α	${}^4\text{He}^{2+}$	-2	-2	-4	$4 \leq E_\alpha \leq 10$	${}^{238}\text{U} \rightarrow {}^{234}\text{Th} + \alpha$	$Z > 83$
β	$e^-, \bar{\nu}_e$	+1	-1	0	$0 \leq E_\beta \leq 2$	${}^{14}\text{C} \rightarrow {}^{14}\text{N} + \beta^- + \bar{\nu}_e$	$N/Z > (N/Z)_{\text{стаб}}$
β	e^+, ν_e	-1	+1	0	$0 \leq E_\beta \leq 2$	${}^{22}\text{Na} \rightarrow {}^{22}\text{Ne} + \beta^+ + \nu_e$	$(N/Z) < (N/Z)_{\text{стаб}}$; лёгкое ядро
$\beta\beta$	ν_e	-1	+1	0	$0 \leq E_\beta \leq 2$	$e^- + {}^{207}\text{Bi} \rightarrow {}^{207}\text{Pb} + \nu_e$	$(N/Z) < (N/Z)_{\text{стаб}}$; тяжёлое ядро
γ	Фотон	0	0	0	$0,1 \leq E_\gamma \leq 2$	${}^{60}\text{Ni} \rightarrow {}^{60}\text{Ni} + \gamma$	Возбуждённое ядро
БК	Электрон	0	0	0	$0,1 \leq E_e \leq 2$	${}^{125}\text{Sb}^* \rightarrow {}^{125}\text{Sb} + e^-$	Случай, где γ -эmission подавлена

2.1 Альфа-распад

2.1.1 Основные особенности

Альфа-распад (α -распад) – вид радиоактивного распада атомных ядер, когда испускается альфа-частица, заряд ядра уменьшается на 2 единицы, массовое число – на 4.

альфа распад

${}^{263}\text{So} \xrightarrow{t_{1/2} = 0,9 \text{ сек}} {}^{259}\text{Rf} + {}^4\text{He}$

протоны $2 \times 1,00728 \text{ а.е.}$

нейтроны $2 \times 1,00866 \text{ а.е.}$

Альфа частица

Масса частиц $4,03188 \text{ а.е.}$ Масса альфа $4,00153 \text{ а.е.}$

$1 \text{ а.е.} = 1,66054 \times 10^{-27} \text{ кг} = 931,494 \text{ МэВ}/c^2$

α -радиоактивность (альфа-излучение) - поток альфа-частиц, испускаемых при радиоактивном распаде элементов тяжелее свинца или образующихся в ходе ядерных реакций. Альфа-излучение обладает малой проникающей способностью (несколько сантиметров в воздухе и миллиметры в биологической ткани).

Рис. 3. Схематическое изображение α -распада.

Альфа частица - ядро гелия, состоящее из двух протонов и двух нейтронов. Имеет статический электрический заряд равный +2, ее массовое число равно 4.

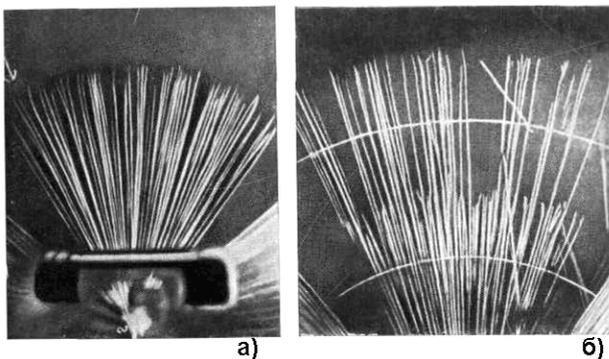


Рис. 4. Плоские пучки лучей от точечного источника; на рисунке справа видно несколько лучей, возникающих в воздухе вследствие присутствия в нём следов радона. а) α -лучи полония; б) α -лучи ${}^{218}\text{Po}$ и ${}^{214}\text{Po}$.

α -Распад (т.е. испускание ионов гелия, ${}^4\text{He}^{2+}$) характерен для радиоактивных элементов с большим атомным номером Z (элементы с $Z > 83$, как правило, α -радиоактивны). Испускаемые α -частицы – моно энергетические. Главными характеристиками α -радиоактивных ядер и испускаемых ими α -частиц являются период полураспада $T_{1/2}$, кинетическая энергия E_α и пробег R .

Альфа-распадом называется самопроизвольное превращение атомного ядра с числом протонов Z и нейтронов N в другое (дочернее) ядро, содержащее число протонов $Z - 2$ и нейтронов $N - 2$. При этом испускается α -частица – ядро атома гелия ${}^4\text{He}^{2+}$.

Энергии испускаемых частицы варьируются от 1.8 МэВ (${}^{144}\text{Nd}$) до 11.6 МэВ (${}^{212}\text{Po}^m$), причём период полураспада ${}^{144}\text{Nd}$ в $5 \cdot 10^{29}$ раз больше такового для ${}^{212}\text{Po}^m$.

При α -распаде исходного ядра атомный номер образовавшегося ядра уменьшается на две единицы, а массовое число уменьшается на 4 единицы, согласно схеме:

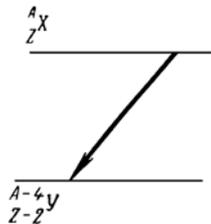
$$\alpha\text{-распад} \begin{cases} Z \rightarrow Z-2 \\ A \rightarrow A-4 \end{cases} \quad (1)$$

В более полном виде

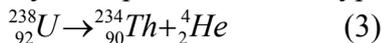
$${}^A(Z)_N \rightarrow {}^{A-4}(Z-2)_{N-2} + {}^4\text{He}_2^{2+} + Q_\alpha \quad (2)$$

где Q_α - энергия α -распада, величина положительная, т.к. процесс экзотермический.

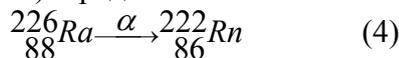
Рис. 5. Формальная схема α -распада.



Примерами α - распада могут служить распад изотопа урана - 238:



(при этом распадае ядро тория и альфа - частица разлетаются с кинетическими энергиями 0.07 МэВ и 4.18 МэВ) и радия-226:



Здесь проявляется правило сдвига, сформулированное Фаянсом и Содди: элемент, образовавшийся из другого элемента при испускании α -лучей, по своим химическим свойствам занимает в периодической системе элементов место на две группы левее исходного элемента.

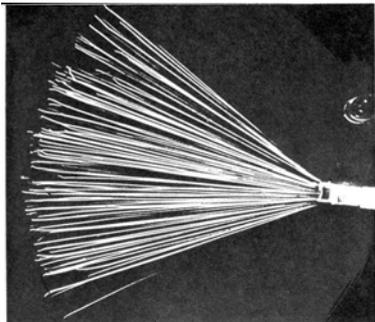


Рис. 6. Альфа-частицы в камере Вильсона. Некоторые треки имеют излом в конце пути, что связано с соударением α -частицы с атомным ядром. Такие соударения наиболее вероятны в конце трека, где альфа-частица теряет энергию.

По энергии излучений, испускаемых при радиоактивном распаде, можно судить об энергетических уровнях ядер. Поэтому радиоактивные процессы часто изображают в виде схем распада, на которых горизонтальными линиями отмечаются уровни энергии исходного и конечного ядер, а стрелками - характер и направление ядерного перехода. Около стрелок указывается энергия испускаемого излучения в МэВ. На схемах распада указывают символы распадающегося и образующегося изотопов и периоды полураспада радиоактивных ядер. Большинство радиоактивных изотопов имеет сложные схемы распада. В таких случаях на схемах указывают процент данного вида излучения по отношению к общему числу переходов. α -Распад изображают жирной (или двойной) стрелкой, направленной влево.

Энергетическое состояние системы отмечается горизонтальной линией, высота расположения которой характеризует значение энергии в мегаэлектронвольтах. Поскольку полная энергия ядра очень велика, а процессе α -распада освобождается лишь ничтожная её часть, то для удобства за нуль энергии принимается сумма энергий покоя ядра-продукта и α -частицы. На **Рис.** изображена упрощенная схема α -распада ${}^{212}\text{Bi}$. Верхний уровень равен $\Delta E_\alpha = |\varepsilon| = 6,203 \text{ МэВ}$ и соответствует энергетическому состоянию ядра ${}^{212}\text{Bi}$ до α -распада. Нижний уровень энергии равен нулю и соответствует энергетическому состоянию системы, состоящей из дочернего ядра и α -частицы (с нулевыми кинетическими энергиями). При этом около нулевого уровня проставляется только индекс дочернего ядра ${}^{208}\text{Tl}$, а принадлежность к нему α -частицы отмечается стрелкой, идущей с верхнего уровня налево вниз. На стрелке обычно указывается энергия испускаемой α -частицы.

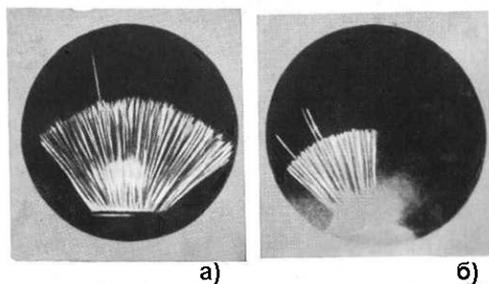


Рис. 7. Длиннопробежные лучи, испускаемые ${}^{212}\text{Bi} + {}^{212}\text{Po}$. Группа 11,5 см. а) распространение лучей в воздухе; б) Распространение лучей в CO_2 .

Кинетическая энергия α -частиц при α -распаде (E_α) определяется массами исходного и конечного ядра и α -частицы. Эта энергия может несколько уменьшаться, если конечное ядро образуется в возбуждённом состоянии и, напротив, несколько увеличиваться, если

возбуждённым было испускающее α -частицу ядро (такие α -частицы с увеличенной энергией называются длиннопробежными). Однако во всех случаях энергия α -распада продолжает быть однозначно связана с разностью масс и уровнями возбуждения исходного и конечного ядер, а потому спектр испускаемых α -частиц всегда является не сплошным, а линейчатым.

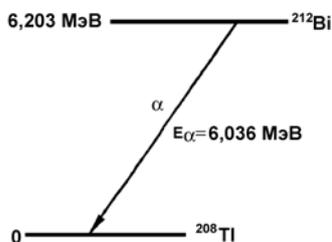


Рис. 8. Упрощенная схема α -распада природного изотопа ${}^{212}\text{Bi}$.

Альфа-радиоактивность за редким исключением (например, ${}^8\text{Be}$) не встречается среди легких и средних ядер. Подавляющее большинство альфа-радиоактивных изотопов (более 200) расположены в периодической системе в основном за свинцом. Это связано с тем, что α -распад связан с кулоновским отталкиванием, которое

возрастает по мере увеличения размеров ядер быстрее (как Z^2), чем ядерные силы притяжения, которые растут линейно с ростом массового числа A .

Можно выделить две важные особенности α -распада. 1) Энергии испускаемых частиц увеличиваются с увеличением атомного веса материнского нуклида, но при этом всегда кинетическая энергия испускаемой частицы - меньше чем Кулоновский барьер, для обратной реакции между α -частицей и дочерним ядром. 2) Все ядра с массовыми числами больше 150 термодинамически неустойчивы к α -эмиссии (Q_α положительна), но доминирующая эмиссия в виде α -распада характерна для самых тяжелых ядер (начиная с 210).

Известно свыше 300 α -активных ядер, большинство из которых получено искусственно. В основном они сосредоточены в области трансвинцовых ядер с $Z > 82$. Имеется группа α -активных ядер в области редкоземельных элементов ($A=140-160$), а также небольшая группа в промежутке между редкоземельными и тяжелыми ядрами. В ядерных реакциях с тяжелыми ионами синтезированы несколько альфа-излучающих нейтронно-дефицитных ядер с $A \sim 110$.

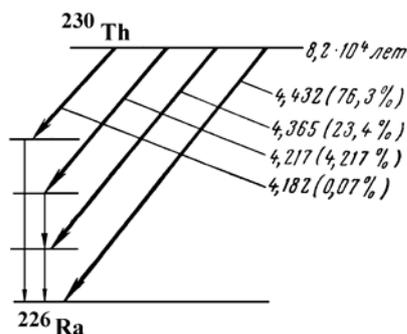


Рис. 9. Схема распада природного изотопа ^{230}Th , как пример сложного варианта α распада, сопровождаемого γ -распадом.

В естественных условиях на Земле существует около 40 альфа-радиоактивных изотопов. Они объединены в три радиоактивных ряда, которые начинаются с ^{238}U ($A = 4n$), ^{235}U ($A = 4n+2$), ^{237}Np ($A = 4n+1$). К ним можно с некоторой натяжкой, так как изотопы этого ряда успели распасться за время существования Земли, отнести четвертый ряд, который начинается с ^{235}U ($A = 4n+3$). После ряда последовательных распадов образуются стабильные ядра с близким или равным магическим числам количеством протонов и нейтронов ($Z=82, N=126$) соответственно ^{208}Pb , ^{206}Pb , ^{207}Pb , ^{209}Bi . α -распады перемежаются бета-распадами, так как при α -распадах конечные ядра оказываются все дальше от линии β -стабильности, т.е. перегружены нейтронами. При уменьшении массового числа для β -стабильных ядер отношение количества нейтронов и протонов должно уменьшаться.

Наблюдаемые времена жизни α -активных ядер лежат в пределах от 10^{17} лет (^{204}Pb) до $3 \cdot 10^{-7}$ с (^{212}Po). Долгоживущими являются нуклиды ^{142}Ce , ^{144}Ne , ^{174}Hf , периоды полураспада которых составляют $(2 - 5) \cdot 10^{15}$ лет.

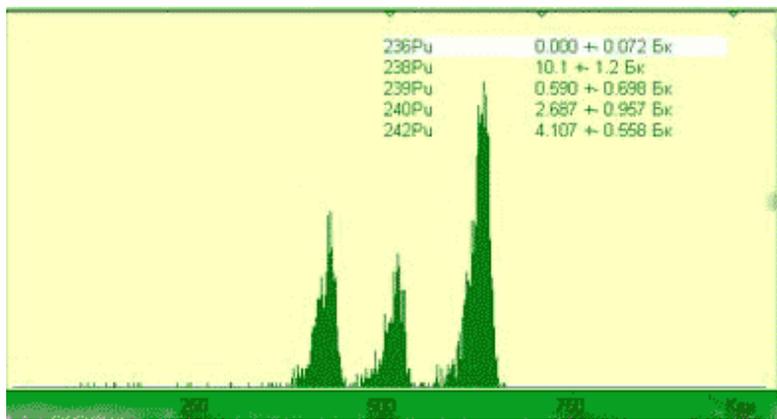


Рис. 10. α - Спектр изотопов плутония.

Кинетические энергии α -частиц изменяются от 1,83 МэВ (^{144}Nd) до 11,65 МэВ (изомер ^{212m}Po). Энергия α -частиц, испускаемых тяжелыми ядрами из основных состояний, составляет 4 - 9 МэВ, ядрами редкоземельных элементов 2 - 4.5 МэВ. Обращает на себя внимание сравнительная узость границ возможных значений энергии α -частиц радиоактивных элементов. Энергия α -частиц двухсот α -радиоактивных ядер заключена в пределах 4 - МэВ, среднее значение 6 МэВ.

Пробег альфа-частицы с типичной энергией $E_\alpha=6$ МэВ составляет ~ 5 см в воздухе при нормальных условиях и $\sim 0,05$ мм в Al. В первом приближении пробег α -частиц в воздухе связан с её энергией степенной функцией вида:

$$R \text{ см} \approx 0,3E_\alpha^{3/2} \text{ МэВ}. \quad (5)$$

Спектр альфа-частиц, возникающих при распаде материнского ядра, представляет ряд моноэнергетических линий, соответствующих переходам на различные уровни дочернего ядра (заметная ширина линий спектра **Рис. 10** связана с искажающим действием детектора излучения).

Радиоактивное вещество может испускать α -частицы с несколькими дискретными значениями энергий. Это объясняется тем, что ядра могут находиться в разных возбужденных состояниях. В одном из таких возбужденных состояний может оказаться дочернее ядро при α -распаде. При последующем переходе этого ядра в основное состояние испускается γ -квант. α -распад ядер во многих случаях сопровождается γ -излучением.

Характерным свойством α -распада является наличие определённой и притом весьма сильной зависимости между энергией испускаемых α -частиц и периодом полураспада α -радиоактивных ядер. При небольшом изменении энергии α -частиц периоды полураспада ($T_{1/2}$) меняются на многие порядки. Так у ^{232}Th $E_\alpha = 4.08$ МэВ, $T_{1/2} = 1.41 \cdot 10^{10}$ лет, а у ^{218}Th $E_\alpha = 9.85$ МэВ, $T_{1/2} = 10$ мкс. Изменению энергии в 2 раза соответствует изменение в периоде полураспада на 24 порядка.

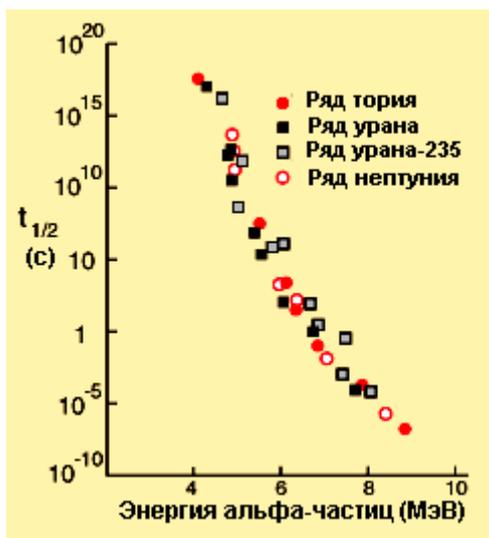


Рис. 11. Связь между периодами полураспада членов природных радиоактивных семейств и энергией α -частиц.

В 1911 Г.Гейгер и Дж.Неттол установили, что для всех α -радиоактивных элементов трёх природных радиоактивных семейств постоянная распада λ α -радиоактивного ядра и пробег R_α испускаемой им α -частицы связаны соотношением

$$\lg \lambda = A \lg R_\alpha + B, \quad (6)$$

где постоянная A одинакова для всех трёх семейств, постоянные B отличаются одна от другой на 5%.

Замечание. Эмпирический закон Гейгера-Неттолла был теоретически обоснован в 1928 Г.Гамовым (и независимо от него Г. Герни и Э. Кондоном) при квантовомеханическом рассмотрении процесса α -распада, происходящего путём туннельного перехода.

Так как пробег и энергия α -частицы связаны степенной функцией, то закон Гейгера-Неттолла может быть записан в другой форме:

$$\lg \lambda = A' \lg E_\alpha + B', \quad (7)$$

где A' и B' сходны с A и B .

На **Рис. 12** закон Гейгера-Неттолла изображён графически. В логарифмических координатах он приблизительно передаётся тремя параллельными прямыми. Прямая I соответствует семейству урана-238, II – семейству тория, III – семейству урана-235. Значение закона Гейгера-Неттолла заключается в том, что с его помощью могут быть определены постоянные распада таких ядер, для которых неприменим непосредственный метод определения периода полураспада (например, для длинно-пробежных α -частиц).

Для чётно-чётных изотопов одного элемента зависимость периода полураспада от энергии α -распада хорошо описывается соотношением (закон Гейгера-Неттолла):

$$\lg T_{1/2} = \frac{B}{\sqrt{E_\alpha}} - A, \quad (8)$$

где A и B - константы слабо зависящие от Z (**Табл.4**).

Табл. 4. Параметры в законе Гейгера-Неттолла

$Z+2$ (атомный номер излучателя)	A_Z	B_Z
84	129,35	49,9229
86	137,46	52,4597
88	139,17	52,1476
90	144,19	53,2644
92	147,49	53,65
94	146,23	52,0899
96	152,44	53,6825
98	152,86	52,9506

Эффективная величина $E_{\text{эф}} = E + 6,5 \cdot 10^{-5} Z^{7/5}$ МэВ учитывает экранирующий эффект электронов.

Распространённость α -радиоактивности в значительной мере определяется именно сильной зависимостью времени жизни таких ядер от энергии их распада. Мало того, чтобы энергия была положительной, нужно чтобы период полураспада лежал в пределах 10^{-12} сек $< T_{1/2} < 10^{16}$ лет, из которых нижний предел связан с самим определением радиоактивности, а верхний – с условием наблюдаемости распада (при $T_{1/2} = 10^{16}$ лет активность 1 г изотопа с $A=200$ составляет всего $1,8 \cdot 10^{-12}$ кюри).

Для изотопов элементов с $Z < 50$ энергия α -распада оказывается положительной лишь при довольно сильном дефиците числа нейтронов, однако ещё раньше для этих ядер появляется возможность протонной или двупротонной радиоактивности, а потому α -радиоактивность здесь, как правило, не наблюдается (в этой области изотопов единственное ядро, неустойчивое к α -распаду из основного состояния, ${}^8\text{Be}$, живёт всего 10^{-15} сек). Среди изотопов же более тяжёлых элементов имеется большое число таких, для которых энергия α -распада, хотя и положительна, но столь мала, что α -распад фактически отсутствует.

Известно более 200 α -активных ядер, расположенных в основном в конце Периодической системы, за свинцом, которым заканчивается заполнение протонной ядерной оболочки с $Z=82$. Имеется также около 20 α -радиоактивных изотопов редкоземельных элементов. Здесь α -распад наиболее характерен для ядер с $N=84$, которые при испускании α -частиц превращаются в ядра с заполненной нейтронной оболочкой ($N=82$). Времена жизни α -активных ядер колеблются в очень широких пределах: от $3 \cdot 10^{-7}$ сек (для ${}^{212}\text{Po}$) до $(2-5) \cdot 10^{15}$ лет (природные изотопы ${}^{142}\text{Ce}$, ${}^{144}\text{Nd}$, ${}^{174}\text{Hf}$). Энергия наблюдаемого α -распада лежит в пределах 4-9 МэВ (за исключением длиннопробежных α -частиц) для всех тяжёлых ядер и 2 – 4,5 МэВ для редкоземельных элементов. Энергия α -частиц растёт с ростом Z ядра. Сводка данных об энергиях α -распада α -радиоактивных изотопов элементов представлена на **Рис.13**.

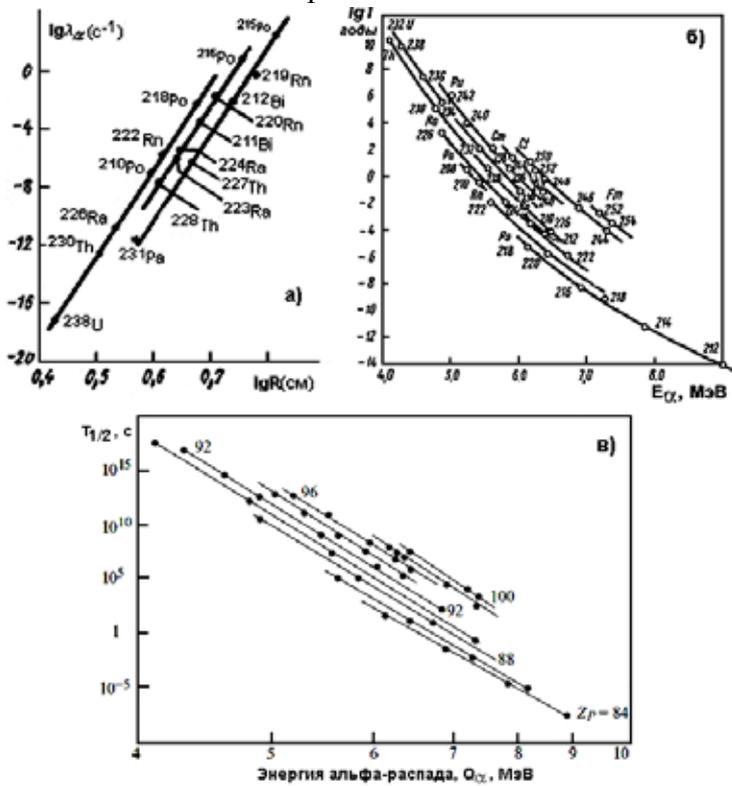


Рис. 12. Некоторые графические представления правила Гейгера-Неттола: а - Зависимость между постоянной распада и длиной пробега для трёх природных радиоактивных рядов; б - Закон Гейгера-Неттола для всей совокупности α -излучающих ядер (зависимость логарифмов периодов полураспада от энергии альфа-частиц, сплошные кривые рассчитаны по капельной модели ядра); в - Зависимость периодов полураспада от энергии альфа-распада (двойной логарифмический масштаб).

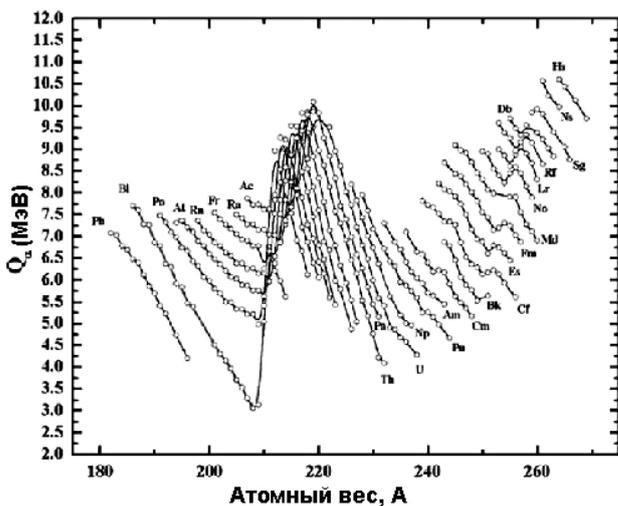


Рис.13. Зависимость энергии α -распада изотопов элементов от массового числа.

Значения Q_{α} обычно увеличиваются с увеличением атомного номера, но вмешательство магических и дважды магических ядер нарушают это правило (**Рис. 13**). Например, кинетическая энергия α -частиц при распаде изотопов урана - обычно 4 - 5 МэВ, а для калифорния - 6 МэВ, изотопов резерфордия 8 МэВ. Однако, кинетическая энергия от распада ${}^{212}_{84}\text{Po}$ к дважды магическому дочернему - ${}^{208}_{82}\text{Pb}$ - 8.78 МэВ. Острые пики вблизи $A=214$ вызваны такими же эффектами. При распаде ${}^{212}_{84}\text{Po}$ с испусканием α -частиц, продукт распада является дважды магическим - ${}^{208}_{82}\text{Pb}$ (т.е. очень стабильным)

и распад сопровождается большим выделением энергии. α -Распад ${}^{211}\text{Pb}$ и ${}^{213}\text{Po}$ не приводит к таким большим Q_{α} поскольку продукт не является дважды магическим. Аналогично, присутствие 82 нейтронов у редкоземельных элементов, приводит к увеличению Q_{α} , допускающему большие периоды полураспада для

ядер с $N \approx 84$. Также встречаются короткоживущие α -излучатели вблизи дважды магического ^{100}Sn , например ^{107}Te , ^{108}Te и ^{111}Xe . Для набора изотопов одного элемента (т.е. ядер с постоянным атомным номером), энергия распада обычно уменьшается с увеличением массового числа. Эта закономерность справедлива при $A > 215$ и $A < 209$ и нарушается при промежуточных значениях массового числа (**Рис. 13**).

Обычно ядра испускают α -частицы не с одной, а с несколькими близкими значениями кинетической энергии. Пример - ядро ^{212}Bi (**Рис. 14**). Наибольшее число линий тонкой структуры встречается у α -спектров таких изотопов, дочерние ядра которых обладают ярко выраженной несферичностью, и что при прочих равных условиях α -частицы с меньшей энергией испускаются с меньшей интенсивностью. Существуют два случая α -распада, интересные тем, что ядра ^{212}Po и ^{214}Po наряду с основной группой α -частиц испускают очень небольшое количество так называемых длиннопробежных α -частиц с большой энергией.

2.1.2. Энергетическое рассмотрение α -распада

Мерой прочности, устойчивости ядра относительно разделения его на какие-либо составные части является величина энергии связи ядра относительно этих частей. Чем больше энергия связи, тем труднее произвести разделение. Если энергия связи отрицательна, ядро может разделиться самостоятельно, причём этот процесс будет сопровождаться выделением энергии, равной модулю энергии связи. В соответствии с этим условие энергетической возможности α -распада записывается следующим образом:

$$\varepsilon_{\alpha} = [M(A-4, Z-2) + M(^4_2\text{He}) - M(A, Z)]c^2 < 0 \quad (9)$$

$$M(A, Z) > M(A-4, Z-2) + M(^4_2\text{He}). \quad (10)$$

Масса (энергия) исходного ядра должна быть больше суммы масс (энергий) ядра-продукта и α -частицы. Избыток энергии исходного ядра выделяется при α -распаде ядра в виде кинетической энергии. Энергия, выделившаяся при α -распаде

$$E = [M_A - M_{A-4} - M_{\alpha}]c^2 = E_{\alpha} + E_{\text{ядра}} \quad (11)$$

где M_A и M_{A-4} - массы материнского и дочернего ядер, M_{α} , - масса альфа-частицы. Энергия E делится между альфа-частицей и дочерним ядром таким образом, чтобы выполнялся закон сохранения импульса

$$\vec{P}_{\alpha} + \vec{P}_{\text{ядра}} = \vec{P}(A, Z). \quad (12)$$

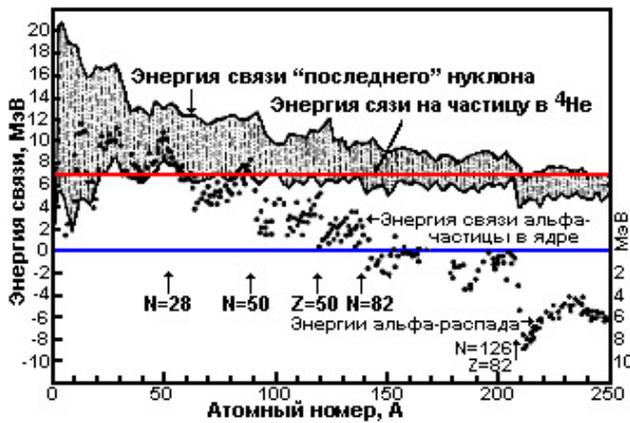


Рис. 14. Зависимость энергии связи от атомного веса нуклида.

Энергия распределяется обратно пропорционально массам альфа-частицы и дочернего ядра. Энергия альфа-частиц

$$E_{\alpha} = E \frac{M_{\text{доч.ядра}}}{M_A} \quad (13)$$

Подавляющая часть кинетической энергии, выделяющейся при α -распаде, уносит α -частица, и лишь незначительная её доля (2% для тяжёлых α -радиоактивных ядер) приходится на

ядро-продукт.

Пример 1. Природный изотоп ^{238}U (дефект масс +47,3070 МэВ распадается путём α -миссии на ^{234}Th (дефект масс +40,612) с выделением тепла $Q_{\alpha} = 47,3070 - (40,612 + 2,4249) = 4,270$ МэВ. Кинетическая энергия отдачи ^{234}Th 0,07 МэВ.

Тогда энергия α -частиц $E_{\alpha} = \frac{234}{238} Q_{\alpha} = 4,198$ МэВ.

Пример 2. При α -распаде ^{212}Bi энергия α -частиц равна 6,086 МэВ. Энергия, уносимая дочерним ядром (энергия отдачи): $E_{\text{ядра}} = 6,086 \cdot 4/208 = 0,117$ МэВ, а полная кинетическая энергия ΔE_{α} , выделяемая при α -распаде, равна $\Delta E_{\alpha} = 6,086 + 0,117 = 6,203$ МэВ.

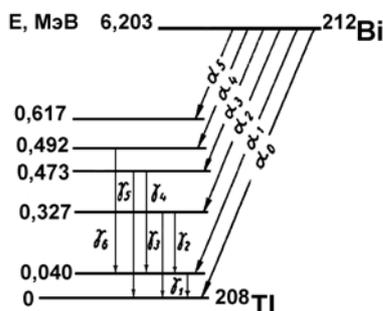


Рис. 15. Полная схема распада ^{212}Bi .

Ядра могут испытывать α -распад также на возбужденные состояния конечных ядер и из возбужденных состояний начальных ядер. Поэтому соотношение для энергии α -распада можно обобщить следующим образом

$$E = (M(A, Z) - M(A-4, Z-2) - M_{\alpha})c^2 + E_i^* - E_f^*, \quad (14)$$

где E_i^* и E_f^* - энергии возбуждения начального и конечного ядер соответственно. α -частицы, возникающие в результате распада возбужденных состояний, получили название длиннопробежных.

Энергетическое состояние атомного ядра, соответствующее максимальному значению его массы покоя, называют основным состоянием. Все остальные энергетические состояния ядра называются возбужденными. Возбужденное состояние отличается от основного не только значением энергии ядра, но и другими параметрами. Так, спин и магнитный момент атомного ядра определяются спинами и орбитальными моментами нуклонов, и, следовательно, они зависят от характера движения нуклонов внутри ядра. То же соображение относится и к другим характеристикам атомного ядра. Поэтому полная характеристика какого-либо энергетического состояния (уровня) ядра, кроме значения энергии, включает в себя также и значения момента количества движения (спина для основного состояния), чётности и др.

Испускание основной группы α -частиц с одной определённой энергией соответствует энергетическим переходам между основными состояниями исходного и конечного ядер. Однако, если переход осуществляется в одно из возбужденных состояний конечного ядра или, наоборот, из возбужденного состояния исходного ядра, то энергия α -частиц будет соответственно меньше или большей нормальной. Первый случай отвечает возникновению тонкой структуры α -спектра, второй – появлению длиннопробежных α -частиц. На **Рис. 16** приведена энергетическая схема, иллюстрирующая возникновение тонкой структуры α -спектра ядра ^{212}Bi . Здесь наряду с основным энергетическим состоянием конечного ядра, имеющим (с учётом энергии покоя α -частицы) нулевое значение энергии, изображены пять возбужденных состояний с энергиями, равными соответственно: 0,040; 0,327; 0,492 и 0,617 МэВ. Если, например, α -распад сопровождается образованием конечного ядра в четвёртом возбужденном состоянии, то выделяющаяся при этом кинетическая энергия равна $\Delta E_{\alpha 4} = 6,203 - 0,492 = 5,711$ МэВ.

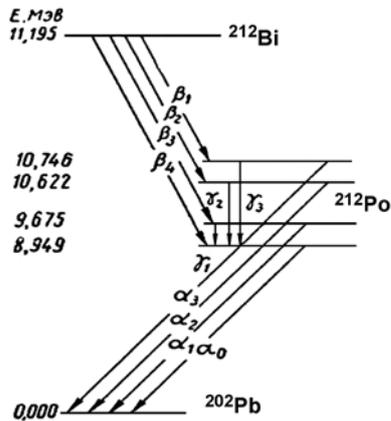


Рис. 16. Схема последовательного распада $^{212}\text{Bi} - ^{212}\text{Po} - ^{202}\text{Pb}$.

При этом на долю α -частицы приходится:

$$E_{\alpha 4} = \Delta E_{\alpha} \frac{M_{\alpha}}{M_{\alpha} + M_{\alpha}} = 5,711 \frac{208}{212} = 5,603 \text{ МэВ.} \quad (15)$$

Аналогично получают энергии и других α -частиц из спектра тонкой структуры.

Правильность рассмотренной схемы возникновения тонкой структуры подтверждается опытами по регистрации γ -излучения, сопровождающего α -распад. Оказалось, что энергия этих γ -лучей в точности совпадает с разностью энергетических состояний конечного ядра. Например, для γ -лучей, сопровождающих α -распад ^{212}Bi , были зарегистрированы следующие значения энергии: 0,040; 0,287; 0,327; 0,433; 0,452 и 0,473 МэВ. Все они могут быть получены в результате вычитания энергии одного уровня конечного ядра из другого. Это означает, что γ -лучи, сопровождающие α -распад, испускаются в результате перехода конечного ядра из какого либо возбужденного состояния в основное или менее возбужденное. Некоторые линии тонкой структуры α -спектра отличаются очень слабой интенсивностью. Например, в спектре ^{212}Bi α -частиц с энергией 5,622 МэВ только 0,15%, а с энергией 5,481 МэВ – 0,016%.

Тонкая структура α -спектров встречается довольно часто. Наибольшее число линий тонкой структуры наблюдается у α -спектров, соответствующим переходам на возбужденные уровни несферических ядер, т.к. такие ядра имеют уровни с небольшой энергией возбуждения, связанные с вращением ядра. А переходы именно на такие уровни (расположенные вблизи от основного состояния ядра) и порождают α -частицы с близкими энергиями, которые в соответствии с законом Гейгера-Неттола должны испускаться со сравнимыми вероятностями.

На **Рис. 16** изображена схема испускания длиннопробежных α -частиц ядром ^{212}Po . Это ядро образуется в результате β -распада ядра ^{212}Bi , причём в зависимости от характера β -перехода оно может образоваться либо в основном, либо в возбужденном состоянии. α -частицы, испускаемые с возбужденных состояний ядра ^{212}Po и являются длиннопробежными. На первый взгляд кажется непонятной чрезвычайно низкая ($10^{-3}\%$) интенсивность длиннопробежных α -частиц. Она совершенно не согласуется с относительно высокой (1-10%) долей β -переходов на соответствующие возбужденные состояния ядра. Дело в том, что снятие возбуждения в ядре происходит двумя переходами: испусканием либо длиннопробежной α -частицы, либо - γ -квантов, причём вероятность второго процесса значительно больше первого, так что

соответствующие им постоянные распада находятся в соотношении $\lambda_{\alpha_{дл}} \ll \lambda_{\gamma}$. Условия для возможности испускания длиннопробежных α -частиц возникают у многих ядер, образующихся в результате β -распада в возбуждённых состояниях. Однако обычно вероятность испускания γ -кванта настолько велика по сравнению с испусканием α -частицы из возбуждённого состояния, что обнаружить длиннопробежные α -частицы не удаётся.

Некоторые из рассмотренных закономерностей α -распада могут быть объяснены с помощью капельной модели ядра. Сюда относится одна из закономерностей α -распада, согласно которой α -радиоактивность, как правило, проявляется только у последних элементов периодической системы и кинетическая энергия α -частиц растёт с увеличением Z . Однако выводы из капельной модели не могут претендовать на большую точность. В частности, из существования α -радиоактивных ядер среди редкоземельных элементов ($Z=62$) следует, что капельная модель даёт завышенное значение теоретической границы α -распада.

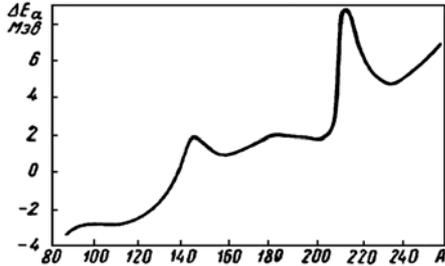


Рис. 17. Зависимость энергии α -распада от атомного номера нуклида.

Расчёт, сделанный для наиболее β -устойчивых изобар, показывает, что $\Delta E_{\alpha} > 0$ для всех тяжёлых ядер, начиная с редкоземельных элементов, причём кривая изменения ΔE_{α} с массовым числом A имеет два максимума: при $A \approx 145$ и $A \approx 212$ (**Рис. 17**). Первый из них соответствует дочерним ядрам, содержащим 82 нейтрона, а второй – 82 протона. В обоих случаях соответствующие ядра отличаются особой устойчивостью (особенно малой массой) вследствие чего α -переход на них сопровождается освобождением большой энергии. Особенности кривой на **Рис. 17** объясняют существование практической границы α -распада ядер тяжёлых ядер при $Z=82$, наличие α -радиоактивности среди редкоземельных ядер, наличие длинно-пробежных α -частиц у двух изотопов полония и существование нижней границы для возможных значений кинетической энергии α -частиц.

Другая экспериментальная закономерность – уменьшение энергии α -частиц различных изотопов одного и того же элемента с ростом массового числа – так же объясняется при помощи капельной модели ядра. Если построить производную $\left(\frac{\partial E_{\alpha}}{\partial A}\right)_Z$, то для A и Z , соответствующих α -радиоактивных ядрам, то

получается $\left(\frac{\partial E_{\alpha}}{\partial A}\right)_Z < 0$, и, следовательно, кинетическая энергия α -частиц разных изотопов одного и того же

элемента убывает с ростом A . Отступление от этой закономерности в области $209 < A < 215$ не объясняется капельной моделью ядра. Это отступление проявляется в районе таких ядер, которые содержат 126 нейтронов, а число 126 так же как и число 82 («магические числа»), обладает особыми свойствами в модели ядерных оболочек.

2.1.3 Механизм α -распада

Прежде всего напомним об одной странности α -распада: энергия «прямого» процесса – распада в испусканием α -частицы намного меньше энергии «обратного» процесса – синтеза того же материнского нуклида из его же дочернего ядра и α -частицы. Связано это с наличием Кулоновского барьера.

Электростатический (Кулоновский) потенциал между двумя заряженными ядрами:

$$V_C = \frac{2Z}{R} \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0}, \quad (16)$$

где Z – атомный номер дочернего элемента и R – расстояние между центрами двух ядер. Согласно грубой оценки, $e^2/4\pi\epsilon_0 = 1.440$ МэВ·фм, а $R = 1.2(A^{1/3} + 4^{1/3})$ фм, где A – массовое число продукта распада. Тогда для распада ^{238}U имеем:

$$V_C = \frac{(2)(90)(1.440 \text{ МэВ} \cdot \text{фм})}{1,2(234^{1/3} + 4^{1/3}) \text{ фм}} \approx \frac{259 \cdot \text{фм}}{9,3 \text{ фм}} = 28 \text{ МэВ} \quad (17)$$

Полученная величина в 6-7 раз больше энергии распада. Такое соотношение между кулоновским барьером и энергией распада типично для процессов α -распада. Учтя большое различие между кулоновским барьером и наблюдаемой энергией распада, можно понять обе особенности: увеличение энергии распада с

увеличением атомного номера Z и уменьшение кинетической энергии с увеличением массы для изотопов одного элемента. Кулоновский потенциал, т.е. высокий ядерный заряд ускоряет освобождение продуктов, а большая масса позволяет дочернему ядру и α -частице начинать разлёт.

Пример. Рассчитаем значение Q_α , кинетическую энергию E_α , кулоновский барьер V_c для первой ветви распада ^{212}Po на основное состояние ^{208}Pb . Решая с учётом табулированного дефекта масс, получим

$$Q_\alpha = -10,381 - (-21,759 + 2,4249) = 8,953 \text{ МэВ}$$

$$E_\alpha = \frac{208}{212} Q = 8,784 \text{ МэВ}$$

и

$$V_c = \frac{(2)(84)(1,440 \text{ MeV} \cdot \text{fm})}{1,2(208^{1/3} + 4^{1/3}) \text{ fm}} \approx 27 \text{ MeV}$$

Материнский ^{212}Po также с вероятностью 1% распадается на первое возбуждённое состояние с энергией возбуждения 2,6146 МэВ. Какова в том случае энергия α -частиц?

$$Q_\alpha = 8,953 - 2,6146 = 6,339 \text{ МэВ}$$

$$E_\alpha = \frac{208}{212} \cdot 6,1339 = 6,22 \text{ МэВ}$$

Энергетическое рассмотрение α -распада позволило объяснить многие закономерности этого процесса. Непонятной осталась только природа закона Гейгера-Неттола, который никак не следует из энергетической схемы α -распада. Согласно энергетической схеме, α -распад становится возможным в том случае, когда $\epsilon_\alpha < 0$, т.е. когда энергия исходного ядра больше суммы энергий ядра продукта и α -частицы. Но если это так, то почему α -распад не происходит мгновенно (т.е. за время $\tau \approx R/v$, где R -радиус ядра, а v – скорость α -частицы)? Ответ на этот вопрос был получен после опыта Резерфорда по рассеянию α -частиц на тяжёлых ядрах и интерпретации его результатов Гамовым, Генри и Кондоном.

Эти эксперименты показали, что кривая зависимости потенциальной энергии ядра от расстояния (**Рис. 18**) имеет максимум при $r=r_0$, где r_0 – радиус ядра, который называется кулоновским потенциальным барьером. Поэтому нет ничего удивительного в том, что α -распад происходит не мгновенно. Скорее надо удивляться тому, что он вообще происходит: преодоление α -частицей с кинетической энергией 4 МэВ кулоновского барьера высотой более 8,8 МэВ невозможно. Однако в мире микрочастиц, движение которых описывается не классической, а квантовой механикой, возможен процесс так называемого туннельного перехода или прохождения частицы через потенциальный барьер.

В теории α -распада предполагается, что внутри ядер могут образовываться группы, состоящие из двух протонов и двух нейтронов, т.е. α -частица. Материнское ядро является для α -частиц потенциальной ямой, которая ограничена потенциальным барьером. Энергия α -частицы в ядре недостаточна для преодоления этого барьера. Вылет α -частицы из ядра оказывается возможным только благодаря квантово-механическому явлению - туннельному эффекту. Согласно квантовой механике, существуют отличная от нуля вероятность прохождения частицы под потенциальным барьером. Явление туннелирования имеет вероятностный характер.

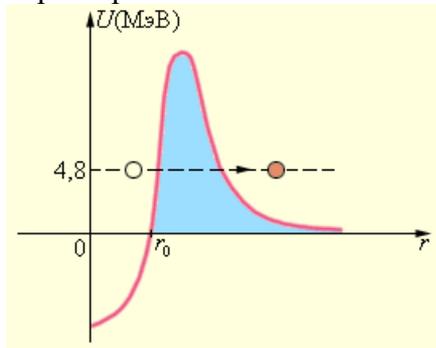


Рис.18а. Зависимость потенциальной энергии ядра от расстояния.

Теория α -распада сводится к квантово-механическому описанию движения α -частицы в потенциальной яме с барьером на входе в неё. Проиллюстрируем это на примере α -распада ^{238}U . С этой целью воспользуемся простейшей формой одномерного ядерного потенциала (**Рис. 18б**) – потенциал с плоской ямой глубиной -30 МэВ. Потенциал быстро возрастает при приближении к радиусу ядра и высота Кулоновского барьера при 9,3 ферми достигает $V_c = +28$ МэВ. При удалении от ямы высота барьера уменьшается по кулоновскому закону $1/r$ и на расстоянии 62 ферми падает до нуля. Это расстояние, при котором α -частица с энергией 4,2 МэВ останавливает движение к ядру и отражается обратно, поскольку здесь кинетическая энергия конвертируется в потенциальную энергию отталкивания.

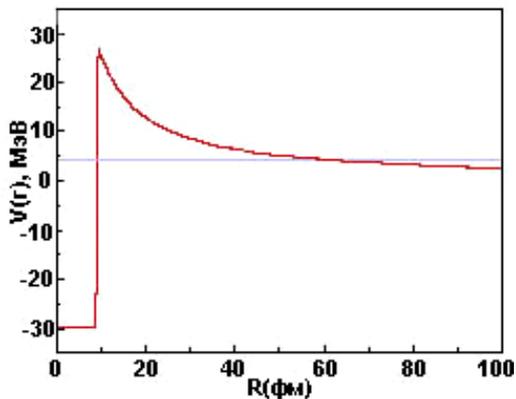


Рис. 18б. Простейший одномерный потенциал для энергии в ^{238}U и расчета расстояний для α -распада в ^{234}Th . Энергия Ферми ≈ 30 МэВ, Кулоновский барьер ≈ 28 МэВ при 9,3 фм, Q_α - 4,2 МэВ, затем барьер падает до нуля на расстоянии 62 фм.

Теперь парадокс расхождения между величинами энергий α -распада и обратной ядерной реакции с участием α -частицы становится ясным. Его решение находится в квантовой механике.

Частица не может подобраться близко к ядру, а если уже находится в ядре (перед распадам) то поймана в ловушке, находящейся за потенциальным барьером, который по классическим представлениям не способна преодолеть, но по квантово-механическим соображениям с трудом, но может. Дело в том, что волновая функция, связанная с частицей, может быть полностью ограничена только потенциальными барьерами бесконечно большой высоты. Если же высота барьера конечна, то помимо главного компонента волновой функции, приходящегося на внутреннюю часть ямы, имеется небольшой её компонент вне потенциального барьера (он уменьшается с расстоянием по экспоненциальному закону). Это явление названо туннелированием, т.к. пойманная в яме частица имеет некоторую вероятность прохождения сквозь барьер, без преодоления его вершины. Некоторые особенности туннелирования очевидны: чем ближе энергия частицы к вершине барьера, тем больше вероятность выхода частица из ямы. Кроме того, чем выше энергия частицы, тем чаще частица "прорывает" барьер и больше вероятность освобождения частицы.

Как уже упоминалось, Гейгер и Неттол в (1911) установили своё правило – линейное соотношение между логарифмом константы распада и логарифмом пробегов α -частиц для элементов конкретного природного радиоактивного ряда. Это правило можно записать в виде зависимости от корня квадратного из энергии распада:

$$\lg(T_{1/2}) = A + \frac{B}{\sqrt{Q_\alpha}}, \quad (18)$$

где константы A и B зависят от Z .

Это простое соотношение описывает данные по распаду, охватывающему интервал в 20 порядков величины периодов полураспада. Заметим, что изменение энергии на 1 МэВ приводит к изменению периода полураспада в 10^5 раз. Современная запись этого правила:

$$\log_{10}(T_{1/2}) = A(Z) \cdot \sqrt{\frac{A_d}{A_p Q_\alpha}} \cdot [\arccos \sqrt{X} - \sqrt{X(1-X)}] - 20,446 + C(Z, N) \quad (19)$$

где $C(Z, N) = 0$ для областей заполненных уровней и

$C(Z, N) = [1,94 - 0,0209(82 - Z) - 0,070(126 - N)]$ для $78 \leq Z \leq 82$, $100 \leq Z \leq 126$, и

$C(Z, N) = [1,42 - 0,10(Z - 82) - 0,067(126 - N)]$ для $82 \leq Z \leq 90$, $110 \leq Z \leq 126$.

Здесь A_p и Z относятся к материнскому нуклиду, A_d и Z_d – к дочернему, а $X = 1,2239(A_d^{1/3} + 4^{1/3}) \cdot \frac{Q_\alpha}{2Z_d e^2}$

$$(20)$$

Эти соотношения полезны для предсказания периода полураспада неизвестных ядер.

Полная скорость эмиссии - произведение скорости, с которой α -частица приближается к поверхности ядра на вероятность туннелирования частицы сквозь барьер. Скорость эмиссии, или парциальная постоянная распада λ_α записывается как произведение частотного фактора f на коэффициент трансмиссии α -частицы через барьер, T :

$$\lambda_\alpha = fT \quad (21)$$

Частота, с которой α -частица достигает края ядра, равна скорости частицы, деленной на диаметр ядра. Нижний предел для скорости можно оценить из кинетической энергии испускаемой α - частицы. Тогда:

$$f = \frac{v}{2R} = \frac{\sqrt{2(V_0 + Q)/\mu}}{2R} \quad (22)$$

Здесь мы предполагали, что α -частица не является релятивисткой, $V_0 = 30$ МэВ, μ - приведённая масса и R – радиус дочернего нуклида, и использовали приведенную массу, поскольку α -частица движется внутри ядра и общий импульс должен равняться нулю. Частота попаданий на барьер весьма большая, обычно порядка 10^{21} с^{-1} . Окончательно, для трёхмерного барьера имеем

$$T = e^{-2G} \quad (23)$$

где фактор Гамова ($2G$)

$$2G = \frac{2}{\hbar} \int_R^b \sqrt{2\mu \left(\frac{Z_\alpha Z_D e^2}{r} - Q_\alpha \right)} dr, \quad (24)$$

где $b = \frac{Z_\alpha Z_D e^2}{Q_\alpha}$, $e^2 = 1,44$ МэВ·фм, Q_α - в МэВ, Z_α , Z_D - атомный номер α -частицы и дочернего ядра,

соответственно.

Интегрирование

$$2G = \frac{2}{\hbar} \sqrt{2\mu Q_\alpha} \int_R^b \left(\frac{b}{r} \right)^{1/2} dr \quad (25)$$

даёт

$$2G = \frac{2b}{\hbar} \sqrt{2\mu Q_\alpha} \left(\text{Cos}^{-1} \sqrt{\frac{R}{b}} - \sqrt{\frac{R}{b}} \sqrt{1 - \frac{R}{b}} \right). \quad (26)$$

После подстановок и преобразований

$$2G = 2 \sqrt{\frac{2\mu}{\hbar^2 Q_\alpha}} (Z_\alpha Z_D e^2) \left(\text{Cos}^{-1} \sqrt{\frac{R}{b}} - \sqrt{\frac{R}{b}} \sqrt{1 - \frac{R}{b}} \right) \quad (27)$$

Для тонкого барьера

$$\frac{R}{b} \ll 1 \left(\frac{Q_\alpha}{V_C} \ll 1 \right), \quad (28)$$

тогда

$$2G = 2 \sqrt{\frac{2\mu}{\hbar^2 Q_\alpha}} (Z_\alpha Z_D e^2) \left(\frac{\pi}{2} \right). \quad (29)$$

Эффективная высота кулоновского барьера $B = \frac{Z_\alpha Z_D e^2}{r_\alpha + R_D}$

Обычно фактор Гамова довольно велик ($2G \sim 60-120$), поэтому коэффициент трансмиссии T очень мал ($10^{-55} - 10^{-27}$). Комбинируя приведёнными выше уравнениями, имеем

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{\ln 2}{fT} = \frac{\ln 2}{\frac{\sqrt{2(V_0 + Q_\alpha)}}{\mu} e^{-2G}}{2R} \quad (30)$$

или $\lg T_{1/2} = a + \frac{b}{\sqrt{Q_\alpha}}$, т.е. мы получили закон Гейгера-Неттола для α -распада, в котором константы a и b

зависят от Z , как то и было обнаружено эмпирически.

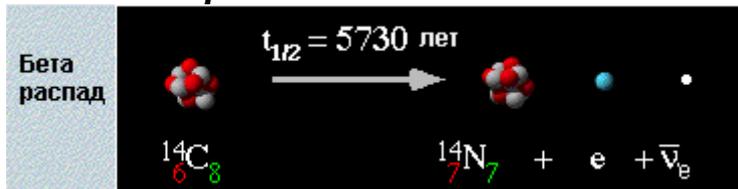
Эта простая оценка отражает общее поведение наблюдаемых скоростей эмиссии по очень большому диапазону природных α -излучателей. Теория Гамова обосновала закон Гейгера-Неттола, но предсказать значения периодов полураспада она не смогла: теоретически рассчитанные периоды полураспада оказались существенно меньше экспериментальных. Так, расчёт периода полураспада ^{238}U формулам, даёт период полураспада в 25 раз меньше экспериментального! Были предприняты активные попытки улучшить теорию Гамова и сблизить теорию с экспериментом. К заметным успехам они не привели.

Из теоретического анализа следует, что альфа-частицы не существуют в α -распадающемся ядре все время, а с некоторой конечной вероятностью возникают на его поверхности перед вылетом. Имеющиеся данные свидетельствуют также о том, что в поверхностном слое тяжелых ядер, по-видимому, существуют α -частичные группировки нуклонов (альфа-кластеры).

Классификация альфа-переходов основывается на структурных факторах, связанных с вероятностью образования α -частицы: α -распад идет на 2-4 порядка быстрее, когда альфа-частица образуется из нейтронных и протонных пар (чётно-чётные ядра), по сравнению с распадом, когда α -частица образуется из неспаренных нуклонов. В первом случае α -распад называется благоприятным, и такими оказываются все α -переходы между основными состояниями чётно-четных ядер. Во втором случае α -распад называется неблагоприятным (запрещённые переходы).

К сожалению, детальная теория α -распада ещё далека от завершения.

2.2 Бета - распад



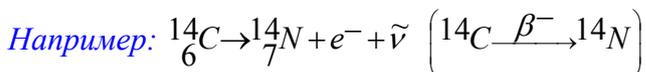
Бета-распад (β - распад) – самопроизвольное превращение ядер, сопровождающееся испусканием (или поглощением) электрона и антинейтрино или позитрона и нейтрино. Известны типы бета-распада: электронный распад (превращение нейтрона в протон), позитронный распад (протона в нейтрон) и

электронный захват. При электронном бета-распаде заряд ядра увеличивается на 1, при позитронном – уменьшается на 1; массовое число не меняется. К бета распаду относится также спонтанное превращение свободного нейтрона в протон, электрон и антинейтрино.

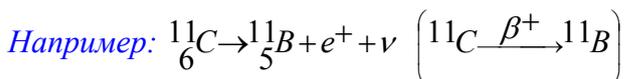
Бета-распад - спонтанное превращение ядра (A, Z) в ядро-изобар ($A, Z \pm 1$) в результате испускания лептонов (электрон и антинейтрино, позитрон и нейтрино), либо поглощения электрона с испусканием нейтрино (e^- -захват).

Бета-распад ядер – самопроизвольное взаимное превращение внутриядерных нейтронов и протонов, происходящее по одному из перечисленных ниже направлений с испусканием или поглощением электронов (e^-) или позитронов (e^+), нейтрино (ν) или антинейтрино ($\bar{\nu}$).

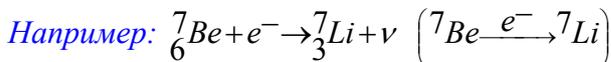
Электронный β -распад; β^- -распад: $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}$



Позитронный β -распад; β^+ распад: $p \rightarrow n + e^+ + \nu$



Электронный захват: $p + e^- \rightarrow n + \nu$



Бета-излучение - корпускулярное излучение с непрерывным энергетическим спектром, состоящее из отрицательно или положительно заряженных электронов или позитронов (β^- - или β^+ - частиц) и возникающее при радиоактивном β - распаде ядер или нестабильных частиц. Характеризуется граничной энергией спектра E_β .

β - радиоактивность (бета-излучение) представляет собой поток частиц с массой, равной $1/1837$ массы протона, образующихся при бета-распаде различных элементов от самых легких (нейтрон) до самых тяжелых (радий-228). Отрицательно заряженная бета-частица фактически представляет собой электрон, положительно заряженная - позитрон. Бета-излучение обладает большей проникающей способностью по сравнению с α -излучением, но все равно может быть остановлено сравнительно тонким (несколько сантиметров) слоем металла или пластика.

Бета – частицы – электроны и позитроны, испускаемые при бета-распаде ядер и свободного нейтрона.

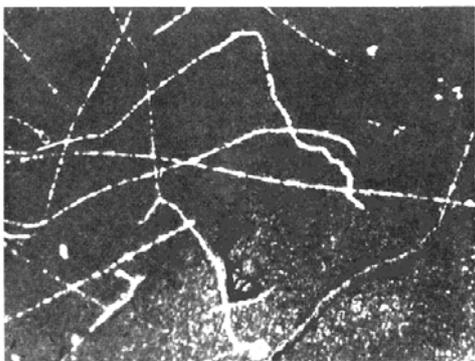


Рис. 19. Бета-частицы, испускаемые из источника с левой стороны рисунка в камере Вильсона. Видно, что треки намного более обособлены и искривлены, чем треки альфа-частиц. Когда частица замедляется, её путь становится более беспорядочным и ионы создаются теснее друг к другу. В конце пробега плотность ионов почти такая же, как и в альфа-треке.

β^- -распад характерен для нейтроноизбыточных изотопов, в которых число нейтронов больше, чем в устойчивых (а для элементов с $Z \geq 83$ – больше, чем в β -стабильных, испытывающих только α -распад); напротив, β^+ -распад и электронный захват свойственны нейтронодефицитным изотопам, более лёгким, чем устойчивые или β -стабильные.

Известно более 1500 β -радиоактивных изотопов всех элементов Периодической системы кроме самых тяжёлых ($Z=102, 103, 104$), для которых пока β -радиоактивность не была отмечена. Энергия β -распада, E_β , делится между тремя частицами – электроном (позитроном), антинейтрино (нейтрино) и остаточным ядром. В результате β -частицы, в отличие от α -частиц, не обладают строго определённой энергией, и спектр их

является не линейчатым, а сплошным – от нуля до $E_{\beta\text{макс}} \cong E_{\beta}$ (или $E_{\beta\text{макс}} \cong E_{\beta} - E^*$, если остаточное ядро оказывается в возбужденном состоянии). Обе частицы, испускаемые или поглощаемые при β -распаде, – электрон (позитрон) и антинейтрино (нейтрино) – обладают собственным моментом количества движения – спином, равным $\frac{1}{2}$ (в единицах \hbar). Поэтому разность полных моментов количества движения (спинов) исходного и конечного ядер при β -распаде всегда целочисленна: $\Delta I = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$

2.2.1 Электронный β^- -распад

β^- -Распад характерен для большого числа радиоактивных изотопов. β^- -лучи – поток электронов, движущихся со скоростью, составляющей от 0,1 до 0,99 скорости света. Внутри ядер электронов нет, они возникают при β^- -распаде в результате превращения нейтрона в протон. Этот процесс может происходить не только внутри ядра, но и со свободными нейтронами.

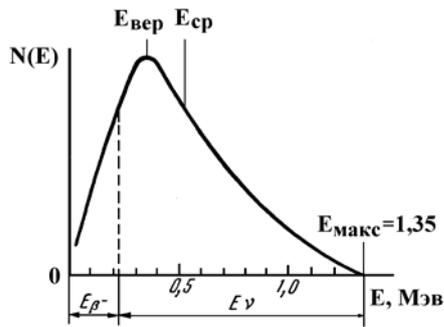
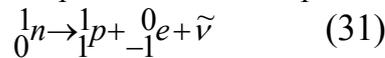


Рис. 20. β^- -спектр ^{40}K .

При бета-распаде из ядра вылетает электрон. В этом процессе наблюдается кажущееся нарушение закона сохранения энергии, так как суммарная энергия протона и электрона, возникающих при распаде нейтрона, меньше энергии нейтрона. В 1931 В.Паули высказал предположение, что при распаде нейтрона выделяется еще одна частица с нулевыми значениями массы и заряда, которая уносит с собой часть энергии. Новая частица получила название нейтрино (маленький нейтрон). Из-за отсутствия у нейтрино заряда и массы эта частица очень слабо взаимодействует с атомами вещества, поэтому ее чрезвычайно трудно обнаружить в эксперименте. Ионизирующая способность нейтрино столь мала, что один акт ионизации в воздухе приходится на 500 км пути. Эта частица была обнаружена лишь в 1953. В настоящее время известно, что существует несколько разновидностей нейтрино. В процессе распада нейтрона возникает частица с нулевой массой покоя, которая называется электронным антинейтрино. Она обозначается символом $\bar{\nu}$.

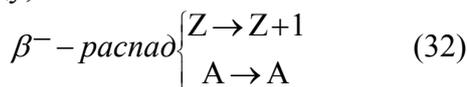


Электрон, образующийся в результате распада одного из ядерных нейтронов, немедленно выбрасывается из «родительского дома» (ядра) с огромной скоростью, которая может отличаться от скорости света лишь на доли процента. Так как распределение энергии, выделяющейся при β^- -распаде, между электроном, нейтрино и дочерним ядром носит случайный характер, β^- -электроны могут иметь различные скорости в широком интервале.

При каждом акте β^- -распада энергия распределяется между β^- -частицей и антинейтрино по закону случая, поэтому β^- -излучение имеет непрерывный энергетический спектр (Рис. 21). Сумма энергий (β^- -частицы и антинейтрино всегда равна постоянной величине, характерной для данного радиоактивного изотопа и называемой максимальной энергией превращения.

β^- -Распад имеет место при относительном избытке нейтронов в ядре. Поскольку число нуклонов при β^- -распаде не меняется, массовое число ядра остается тем же.

Согласно правилу сдвига Фаянса и Содди, при β^- -распаде зарядовое число Z увеличивается на единицу, а массовое число A остается неизменным.



Или

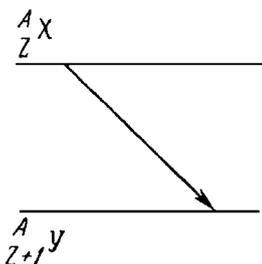
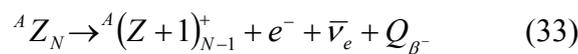


Рис.21. Схематическое изображение β^- -распада.

Дочернее ядро оказывается ядром одного из изотопов элемента, порядковый номер которого в Периодической таблице элементов на единицу превышает порядковый номер исходного ядра.

На схемах электронный β^- -распад изображается стрелкой, направленной

вправо.

Нейтрино (итал. *Neutrino*, уменьшит. от *neutrone* – нейтрон) (ν), стабильная незаряженная элементарная частица со спином $\frac{1}{2}$ и, возможно, нулевой массой; относится к лептонам. Нейтрино участвуют только в слабом и гравитационном взаимодействии и поэтому чрезвычайно слабо взаимодействуют с веществом. Различают электронное нейтрино (ν_e), всегда выступающее в паре с электроном или позитроном, мюонное нейтрино (ν_μ), выступающее в паре с мюоном, и τ -нейтрино (ν_τ), связанное с тяжёлым лептоном. Каждый тип нейтрино имеет свою античастицу ($\bar{\nu}_e, \bar{\nu}_\mu, \nu_\tau$), отличающуюся от нейтрино знаком

соответствующего лептонного заряда и спиральностью. Нейтрино имеют левую спиральность (спин направлен против движения частицы), а антинейтрино – правую (спин – по направлению движения).

Антинейтрино ($\bar{\nu}$) - античастица нейтрино, отличающегося от него знаком лептонного заряда и спиральностью.

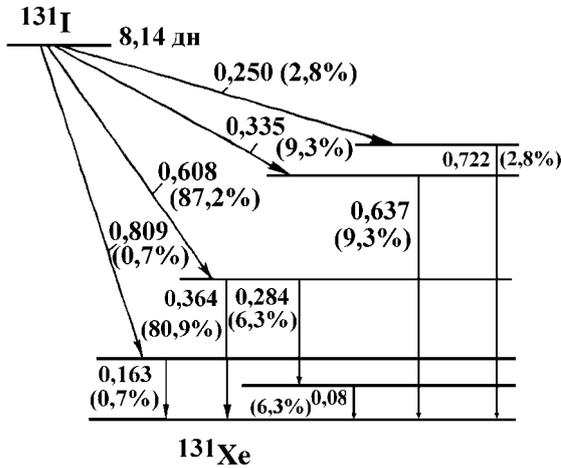


Рис. 22. Схема распада ^{131}I

Теория β -распада была создана в 1933 Э. Ферми, который использовал гипотезу В. Паули о рождении в β -распаде нейтральной частицы, имеющей близкую к нулю массу покоя и названной нейтрино ν . Ферми показал, что β -распад обусловлен новым типом взаимодействия частиц в природе – «слабым»

взаимодействием и связан с процессами превращения в родительском ядре нейтрона в протон с испусканием электрона e^- и антинейтрино $\bar{\nu}$ (β^- -распад), протона в нейтрон с испусканием позитрона e^+ и нейтрино ν (β^+ -распад), а также с захватом протоном атомного электрона и испусканием нейтрино (электронный захват).

К 1958 эта теория была обобщена в универсальную четырехфермионную теорию слабых взаимодействий, согласно которой элементарный процесс слабого взаимодействия представляет собой локальное взаимодействие четырех фермионов, т. е. частиц с полуцелыми спинами. В настоящее время процессы как слабого, так и электромагнитного взаимодействия находят объяснение в новой теории - объединенной теории электрослабых взаимодействий. Согласно этой теории, слабое взаимодействие осуществляется путем обмена виртуальными промежуточными бозонами. Взаимодействие, приводящее к β -распаду мало по сравнению с взаимодействием, которое формирует состояния ядра.

Энергетическое условие возможности β^- -распада с массовым числом A и зарядом Z записывается так:

$$M(A, Z) > M(A, Z+1) + m_e \quad (34)$$

Масса исходного (β^- -радиоактивного) ядра должна быть больше суммы масс конечного ядра и электрона. Это условие может быть выражено через массы атомов, если к левой и правой частям неравенства (12) прибавить по Zm_e :

$$M_{\text{ат}}(A, Z) > M_{\text{ат}}(A, Z+1) \quad (35)$$

В процессе β -распада выделяется энергия.

$$E_{\beta^-} = [M^{\text{я}}(A, Z) - M^{\text{я}}(A, Z+1) - m_e]c^2 - \beta^- \text{-распад}, \quad (36a)$$

$$E_{\beta^+} = [M^{\text{я}}(A, Z) - M^{\text{я}}(A, Z-1) - m_e]c^2 - \beta^+ \text{-распад}, \quad (36б)$$

$$E_{e-\text{з}} = [M^{\text{я}}(A, Z) + m_e - M^{\text{я}}(A, Z-1)]c^2 - e\text{-захват}, \quad (36в)$$

где $M^{\text{я}}$ - массы ядер, m_e - масса электрона. Так как табулируются массы или избытки масс атомов, то для энергий бета-распадов можно записать

$$E_{\beta^-} = [M^{\text{ат}}(A, Z) - M^{\text{ат}}(A, Z+1)]c^2 - \beta^- \text{-распад}, \quad (37a)$$

$$E_{\beta^+} = [M^{\text{ат}}(A, Z) - M^{\text{ат}}(A, Z-1)]c^2 - 2m_e c^2 - \beta^+ \text{-распад}, \quad (37б)$$

$$E_{e-\text{з}} = [M^{\text{ат}}(A, Z) - M^{\text{ат}}(A, Z-1)]c^2 - e\text{-захват}, \quad (37в)$$

где $M^{\text{ат}}$ - массы атомов. (Здесь мы пренебрегли разностью энергий связи электронов в начальном и конечном атомах.) Выделяющуюся в результате β -распада энергию в основном уносят лёгкие частицы - лептоны (электрон, электронное антинейтрино, позитрон, электронное нейтрино).

Из приведённых формул можно сделать следующие выводы:

Так как в случае $M_{\text{ат}}(A, Z) > M_{\text{ат}}(A, Z+1)$ ядро (A, Z) является β^- -радиоактивным, а в случае $M_{\text{ат}}(A, Z) < M_{\text{ат}}(A, Z+1)$ K -радиоактивным, то не должно существовать двух соседних по заряду стабильных изобар. Исключения возможны только тогда, когда соответствующие переходы запрещены из-за большого различия в моментах обоих ядер.

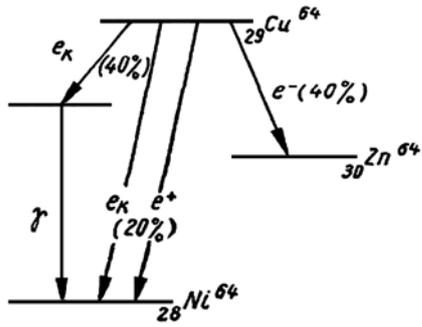
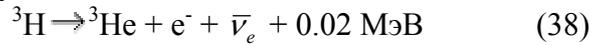


Рис. 23. Сложный β -распад ядра ^{64}Cu .

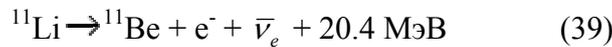
Переходы между соответствующими ядрами возможны как посредством β^+ -распада, так и с помощью K -захвата. Примером может служить ядро ^{52}Mn , которое переходит в ядро ^{52}Cr в 35% случаев за счёт β^+ -распада и в 65% случаев за счёт K -захвата.

Возможно, что ядро (A, Z) одновременно испытывает все три вида β -превращений. Примером является ядро ^{64}Cu , которое в 40% случаев испускает электрон, в 40% случаев испытывает электронный захват и в 20% случаев испускает позитрон. При двойном β -распаде ядро $(A, Z+1)$ превращается непосредственно в ядро $(A, Z-1)$ за счёт одновременного испускания двух электронов. При β^- (β^+) распаде ядра с большим избытком (недостатком) нейтронов конечное ядро может образоваться в возбуждённом состоянии с энергией возбуждения, превышающей энергию отделения нейтрона (протона). В таком случае конечное ядро будет испускать запаздывающий (на время β -распада) нейтрон (протон).

Энергии β -распада варьируются от 0.02 МэВ



до ~20 МэВ



Периоды полураспада также изменяются в широком диапазоне от 10^{-3} с до 10^{16} лет. Большие времена жизни β -радиоактивных ядер объясняются тем, что β -распад происходит в результате слабого взаимодействия.

Ядра, испытывающие β -распад, расположены по всей периодической системе элементов. Из формулы Вайцзеккера для энергии связи ядра

$$E_{\text{св}}(A, Z) = a_1 A - a_2 A^{2/3} - a_3 Z^2/A^{1/3} - a_4(A/2 - Z)^2/A + a_5 A^{-3/4}, \quad (40)$$

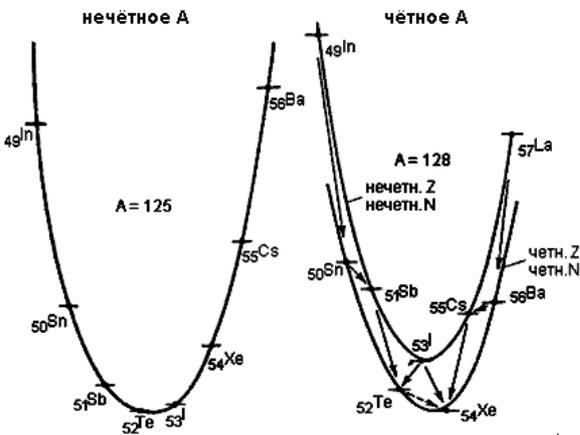
учитывая, что от Z в основном зависят кулоновская энергия и энергия спаривания, можно получить равновесное число протонов в ядре (при фиксированном A), которое определяется максимумом энергии связи.

$$Z_{\text{равн}} = \frac{2a_4 A}{a_3 A^{2/3} + 4a_4} \approx \frac{A}{0,015 A^{2/3} + 2} \quad (41)$$

Так как $A=N+Z$, формула (41) определяет соотношение между числом протонов Z и нейтронов N для ядер долины стабильности. При $Z < Z_{\text{равн}}$ ядро нестабильно к β^- -распаду, а при $Z > Z_{\text{равн}}$ к β^+ -распаду и E -захвату. При всех A β -стабильные ядра должны группироваться вокруг значений $Z_{\text{равн}}$. При малых A $Z_{\text{равн}} \simeq A/2$ т. е. стабильные лёгкие ядра должны иметь примерно одинаковое количество протонов и нейтронов (роль кулоновской энергии мала). С ростом A роль кулоновской энергии увеличивается и количество нейтронов в устойчивых ядрах начинает превышать количество протонов. На левой части Рис. 24 показаны парабола масс для ядер с нечётным $A = 125$. Стабильное ядро ^{125}Te находится в минимуме массовой параболы

(соответственно в максимуме параболы для энергии связи). ^{125}In , ^{125}Sn , ^{125}Sb подвержены β^- -распаду, ^{125}I , ^{125}Xe , ^{125}Cs , ^{125}Ba - β^+ -распаду. Чем больше энергия бета-распада ядер (разность масс между соседними изобарами), тем они дальше от линии стабильности.

Рис. 24. Параболы масс для ядер с нечётным A , и с чётным A (нечётно-нечётных и чётно-чётных ядер)



Для чётных A вместо одной параболы, за счет энергии спаривания (последний член в формуле (1)), получаются две параболы (правая часть Рис. 24): для нечётно-нечётных ядер и для чётно-чётных. Несмотря на то, что энергия спаривания

невелика по сравнению с полной энергией связи ядра (для ядер с $A \sim 100$ энергия связи порядка 1000 МэВ, расстояние между параболой около 2 МэВ), это приводит к важным следствиям. Некоторые нечётно-нечётные ядра (например ^{128}I) могут испытывать как β^- -распад, так и β^+ -распад и e -захват. Стабильных чётно-чётных ядер значительно больше, чем стабильных ядер с нечётным A и, тем более, чем стабильных нечётно-нечётных ядер, которых всего четыре (^2H , ^6Li , ^{10}B , ^{14}N). При данном A , стабильных чётно-чётных

ядер может быть несколько (например, ^{136}Xe , ^{136}Ba , ^{136}Ce). Элементы с нечетным Z редко имеют больше одного стабильного изотопа, в то время как для элементов с четным Z это не редкость (^{112}Sn , ^{114}Sn , ^{115}Sn , ^{116}Sn , ^{117}Sn , ^{118}Sn , ^{119}Sn , ^{120}Sn , ^{122}Sn , ^{124}Sn).

В результате β -распада образуются три частицы: конечное ядро и пара лептонов. Энергия, сообщаемая ядру в силу его большой массы, мала, и ею можно пренебречь. Кинетическая энергия, выделяющаяся при β -распаде практически целиком уносится парой лептонов, причем распределение энергий между ними может быть любым. Поэтому энергетический спектр позитронов (электронов) и нейтрино (антинейтрино) непрерывен в интервале от 0 до E_β .

На практике, определить максимальную энергию электрона (и, следовательно, энергию распада) достаточно трудно. График Кюри (известен также как график Ферми) - диаграмма, способная облегчить эту операцию. Строится энергетическая зависимость квадратного корня из количества излучённых бета-частиц с данной энергией (иногда, делённая на функцию Ферми) от энергии β -частиц. Для разрешённых (и некоторых запрещённых) бета-распадов график Кюри линеен (прямая линия, наклонённая в сторону роста энергии). Если нейтрино имеют конечную массу, то график Кюри вблизи точки пересечения с осью энергии отклоняется от линейного, благодаря чему появляется возможность измерить массу нейтрино.

Бета-распад происходит в результате слабых взаимодействий. На кварковом уровне при бета-распаде происходит переход d -кварка в u -кварк или наоборот. На нуклонном уровне это соответствует переходам нейтрона в протон или протона в нейтрон. Причем если нейтрон может переходить в протон в свободном состоянии, то обратный переход возможен только для протонов в ядре. Бета-распады разделяются на разрешенные и запрещенные, различающиеся вероятностями переходов. К разрешенным переходам относятся переходы, при которых суммарный орбитальный момент l , уносимый электроном и нейтрино, равен нулю. Запрещенные переходы подразделяются по порядку запрета, который определяется орбитальным моментом l . Если $l=1$, то это запрещенный переход первого порядка, $l_{min} = 2$ - второго порядка и т.д.

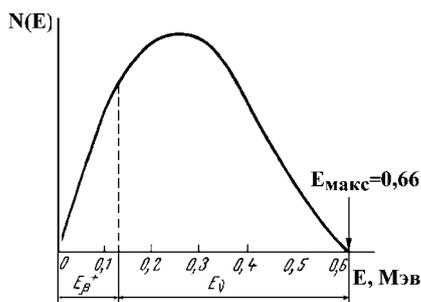


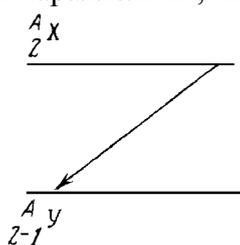
Рис. 25. β^+ - спектр ^{64}Cu

При прочих равных условиях отношения вероятностей вылета частицы с орбитальными моментами $l = 0$ (w_0) и $l \neq 0$ (w_l)

$$w_l/w_0 \simeq (R/\lambda^*)^{2l}, \quad (42)$$

где R - радиус ядра, λ^* - длина волны.

Бета-распады также делятся на переходы типа Ферми, при которых спины вылетающих лептонов антипараллельны, и типа Гамова - Теллера, при которых спины вылетающих лептонов параллельны.



Вероятность β -перехода зависит от энергии β -распада приблизительно как E^5 .

Рис. 26. Схематическое изображение β^+ -распада

2.2.2 Позитронный β^+ -распад

Наряду с электронным β^- -распадом обнаружен так называемый позитронный β^+ -распад, при котором из ядра вылетают позитрон и нейтрино. Позитрон – это частица-двойник электрона, отличающаяся от него только знаком заряда. Существование позитрона было предсказано выдающимся физиком П.Дираком в 1928. Через несколько лет позитрон был обнаружен в составе космических лучей.

Позитрон (от лат. *Positivus* – положительный и ...трон), (e^+) - античастица электрона. Позитрон стабилен, но в веществе из-за аннигиляции с электронами (e^-) существует очень короткое время. Позитрон образуется в процессах рождения пар e^+e^- гамма квантами, при распаде мюонов и т.д.

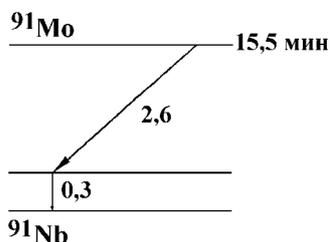
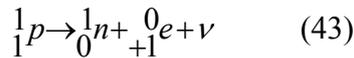


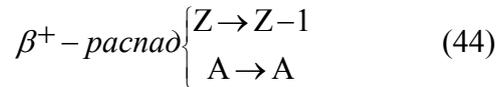
Рис. 27. Схема позитронного распада изотопа ^{91}Mo .

β^+ -Распад наблюдается преимущественно у искусственных радиоактивных изотопов. Позитрон отличается от электрона только положительным знаком заряда. Этот вид распада характерен для ядер, содержащих избыточное число протонов; протон ядра превращается в нейтрон, позитрон и нейтрино (ν):



Позитронное излучение, подобно электронному, имеет непрерывный энергетический спектр с характерной величиной максимальной энергии (Рис. 27).

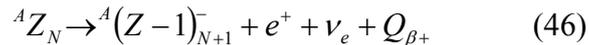
При β^+ -распаде атомный номер вновь образованного ядра уменьшается на единицу, а массовое число практически не изменяется:



например,



В более полном виде:



Схематически β^+ -распад изображается стрелкой, направленной влево.

Позитрон недолговечен. После замедления в веществе он соединяется с каким-либо электроном, в результате чего происходит образование двух γ -квантов с энергией 0,51 МэВ каждый. Этот процесс называется аннигиляцией. В отличие от ядерного γ -излучения, аннигиляционное излучение рождается вне ядра.

2.2.3 Электронный захват

Электронный захват – вариант β -распада, при котором захват ядром электрона с одной из атомных оболочек, чаще всего с ближайшей к ядру K -оболочки (K -захват), реже – со следующих, L - и M -оболочек (соответственно, L и M -захват).

Электронный захват так же, как и β^+ -распад, наблюдается при избыточном числе протонов в ядре.

Если энергия ядра недостаточна для излучения позитрона, то оно может захватить периферический электрон атома, обычно с внутренней K -оболочки. Для таких электронов вероятность нахождения внутри ядра наибольшая. Процесс захвата электрона часто называют K С-захватом и обозначают буквами «Э. З.» или «К».

Электронному захвату соответствует превращение протона ядра в нейтрон:

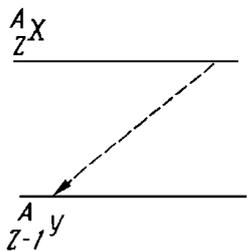
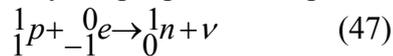
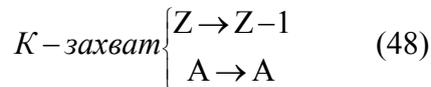
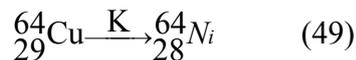


Рис. 28. Схематическое изображение K -захвата

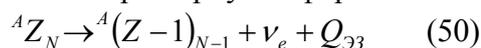
При этом атомный номер нового радиоактивного ядра, как и при позитронном распаде, уменьшается на единицу, а массовое число не изменяется, т.е. число нуклонов остаётся постоянным, в ядре меняется соотношение нейтронов и протонов:



например,

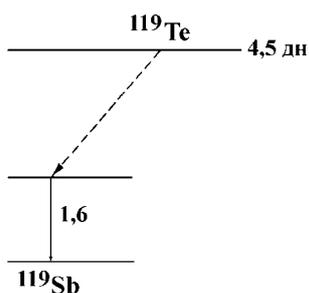


В развёрнутой форме:



На схемах электронный захват обозначают пунктирной стрелкой, направленной влево (Рис. 28 и 29).

Рис. 29. Схема распада ${}^{113}\text{Te}$



В случае захвата ядром орбитального электрона образуются два продукта: конечное ядро и нейтрино. Распределение энергий между ними является однозначным - практически вся она уносится нейтрино. Таким образом, спектр нейтрино при e -захвате при фиксированных состояниях начального и конечного ядра будет монохроматическим в отличие от бета-распада.

В результате электронного захвата в K -оболочке атома образуется вакантное место, которое занимает один из внешних орбитальных электронов. Этот переход сопровождается испусканием характеристического рентгеновского излучения образующегося дочернего атома, что и позволяет установить наличие K -захвата.

Интересным свойством электронного захвата является наличие некоторой (хотя и очень слабой) зависимости его скорости от химического состояния превращающихся атомов. Возникновение такой зависимости определяется тем, что этом процессе ядро захватывает электрон с какой-либо из атомных оболочек, а вероятность подобного захвата определяется строением не только отдающий ядро электрон внутренней оболочки, но и (в меньшей степени) более отдалённых, в том числе и валентных оболочек. Мгновенно происходящее изменение заряда ядра при β -распаде влечёт за собой последующую перестройку («встряску») электронных атомных оболочек, возбуждение, ионизацию атомов и молекул, разрыв химических связей.

При электронном захвате возможно возникновение электронов Оже.

Оже – электроны - электроны, возникающие в результате возбуждения (ионизации) атомов с передачей безизлучательным образом энергии другому электрону (т.н. Оже - электрону), который может выйти в вакуум. Оже-эффект (открыт французом П.Оже в 1923) – явление, в котором возбуждённый атом возвращается в исходное невозбуждённое состояние путём испускания электрона с энергией, характерной для данного элемента - используется в Оже - спектроскопии.

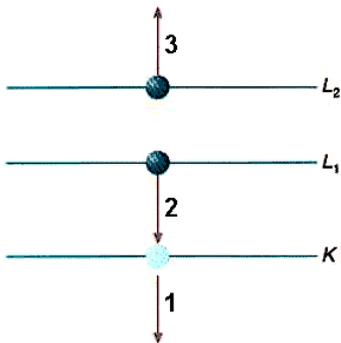


Рис. 30. Схема образования электронов Оже

В ходе электронного захвата электрон удаляется с внутренней оболочки атома (например, K -оболочки). В результате этого атом ионизируется. Ионизированное состояние атома неустойчиво, атом будет находиться в нем до тех пор, пока электрон с более высокой орбиты (например, с L -оболочки) не упадет на вакансию, созданную электроном, покинувшим атом. Выделяющаяся при этом энергия может быть испущена в виде кванта характеристического рентгеновского излучения, но может быть передана третьему атомному электрону, который в результате вылетает из атома, т. е. наблюдается оже- эффект (**Рис. 30**). Энергия может передаться, например, электрону L -оболочки, который в результате будет испущен атомом, обладая характеристической энергией, переданной ему в результате безизлучательного перехода электрона L -оболочки на вакансию в K -оболочке. Этот электрон называется KLL -оже-электроном.

В заключение отметим, что β -распады, совместно с α -распадами тяжёлых ядер, образуют некоторые замкнутые циклы распадов (например, распады ${}_{93}^{237}\text{Np}$, ${}_{95}^{241}\text{Am}$, ${}_{94}^{241}\text{Pu}$ и ${}_{92}^{237}\text{U}$, **Рис. 31**). Согласно закону сохранения энергии, в пределах цикла сумма энергий распадов нуклидов, входящих в цикл равна нулю. Зная энергетический баланс трёх нуклидов в цикле, можно найти массу четвёртого, ещё неизвестного нуклида.

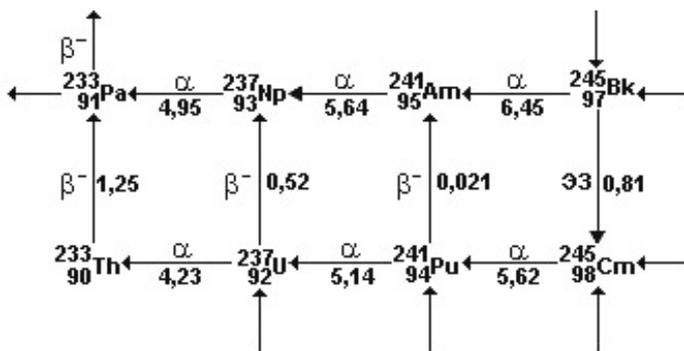


Рис. 31. Циклы распада для части $4n+1$ семейства. Типы распада показаны стрелками. Числа показывают общие энергии распада в МэВ.

2.3 γ -излучение ядер

Гамма-излучение иногда также рассматривается как особый вид радиоактивности, хотя оно и не приводит к изменению состава ядра – ядро лишь переходит при этом с одного энергетического уровня на другой.

С γ -излучением ядер мы встречались при рассмотрении процессов α - и β -распада. В обоих случаях γ -лучи испускаются ядрами, образовавшимися после α - или β -распада в возбуждённом состоянии. После α -распада обычно испускаются γ -лучи невысокой энергии ($E_\gamma < 0,5$ МэВ), т.к. α -распад, сопровождающийся образованием дочернего ядра в сильно возбуждённом состоянии, затруднён малой прозрачностью барьера для α -частиц с пониженной энергией. Энергия γ -лучей. Испускаемых дочерним ядром после β -распада, может быть больше и достигает 2-2,5 МэВ.

В обоих рассмотренных примерах ядро, испускающее γ -лучи, имеет небольшую энергию возбуждения, недостаточную для испускания нуклона. В тех случаях, когда энергия возбуждения ядра-продукта оказывается равной энергии отделения нуклона или больше её, испускание γ -лучей также может быть

преобладающим эффектом, если испускание нуклона почему-либо затруднено (например, запретом по чётности и моменту количества движения).

2.3.1 Внутренняя конверсия электронов

Кроме испускания γ -лучей существует ещё один механизм потери энергии возбуждённым ядром – испускание электронов внутренней конверсии. В этом процессе энергия возбуждения ядра непосредственно (без испускания γ -кванта) передаётся орбитальному электрону, который вылетает из атома. Внутренняя конверсия (ВК) конкурирует с γ -эмиссией. Этот процесс отличается от процесса выбивания электронная из атома γ -квантом. Он также отличается от β -распада, так как испускаемый электрон до этого был одним из орбитальных электронов, тогда как в β -распаде электрон возникает при распаде нейтрона.

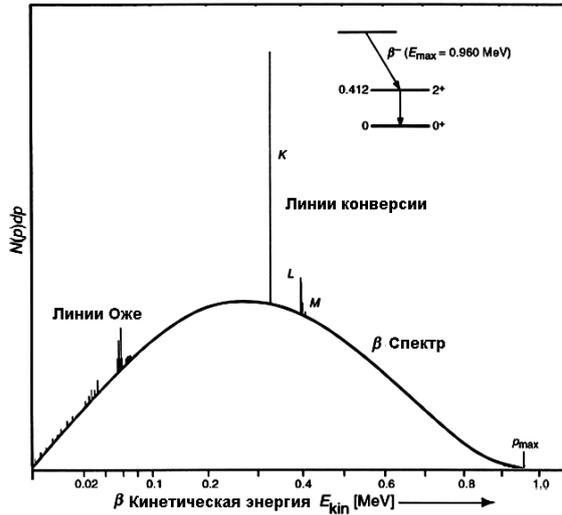


Рис. 32. Кинетический энергетический спектр электронов внутренней конверсии для 412-КэВ ядерного перехода в ^{198}Hg . Пики, обозначенные K , L , и M , отражают конверсию электронов с основными квантовыми числами 1, 2, или 3.

Очевидно, что в таком механизме будут освобождаться моноэнергетические электроны, энергия которых определяется энергией ядерного перехода и типом электронной орбиты. С наибольшей вероятностью процесс внутренней конверсии идёт на K -электронах. Однако если энергия, освобождаемая при ядерном переходе, меньше энергии связи K -электрона, то конверсия на K -электронах становится энергетически невозможной и наблюдается конверсия на L -электронах и т. д. Конверсионное излучение всегда сопровождается испусканием характеристических рентгеновских или оптических лучей (вследствие заполнения одним из электронов освободившегося места и последующих переходов) и электронов Оже. (Электроны Оже испускаются в процессе непосредственной передачи энергии возбуждения атома одному из внешних электронов – без предварительного испускания фотона). Участие электронных оболочек в конверсионных переходах приводит к тому, что время жизни соответствующих изомеров зависит (хотя и очень слабо) от химического состояния превращающихся атомов.

Внутренняя конверсия может быть легко обнаружена, так как конверсионные электроны (e^-) имеют линейчатый спектр в отличие от непрерывного спектра ядерных β^- -частиц. Внутренняя конверсия всегда сопровождается характеристическим рентгеновским излучением. На **Рис. 33** представлен типичный β -спектр с острыми максимумами, соответствующими испусканию конверсионных электронов. Обычно максимумы конверсионного происхождения отмечаются на кривой β -спектра значками e^- .

Конверсионное излучение может наблюдаться как вместе с γ -излучением, так и без него. Отношение числа испущенных конверсионных электронов к числу испускаемых γ -квантов называется коэффициентом внутренней конверсии. Коэффициент конверсии сильно зависит от энергии перехода (уменьшается с ростом E), атомного номера ядра (растёт с ростом Z), оболочки, из которой выбивается электрон (уменьшается с ростом радиуса оболочки), характера (электрического или магнитного) и мультиплетности конкурирующего γ -излучения (коэффициент конверсии растёт с ростом мультиплетности γ -излучения).

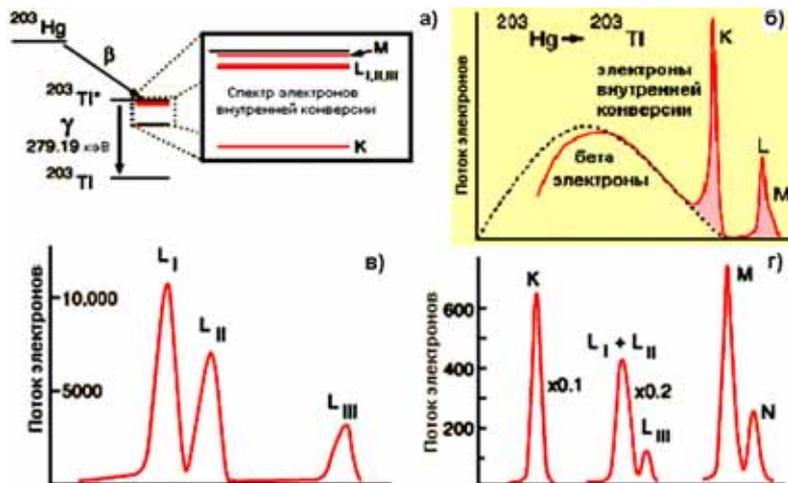


Рис. 33. β -спектр с электронами конверсии: а) Схема распада ^{203}Hg ; б) β - спектр и электроны конверсии; в) спектр электронов конверсии, зарегистрированный детектором с высоким разрешением; Разложение линии L на элементарные составляющие детекторов сверхвысокого разрешения.

Примером может служить β^- -распад ^{203}Hg на ^{203}Tl . Образовавшееся ядро ^{203}Tl находится в возбуждённом состоянии. Оно может перейти на основное состояние, испуская γ -кванты с энергией 279.190 кэВ, или внутренней конверсией. В данном случае внутренняя конверсия более вероятна. Так

как внутренний конверсионный процесс может взаимодействовать с любым из орбитальных электронов, то возникает несколько электронов внутренней конверсии, которые будут регистрироваться как добавка энергетическому спектру β -излучения. Энергетический выход этого равен 279,190 кэВ; вылетающие электроны имеют эту энергию минус энергия связи в ^{203}Tl электронная на соответствующем уровне дочернего атома.

Табл. 4. Энергии связи в ядре ^{203}Tl .

K	85.529 кэВ
L _I	15.347 кэВ
L _{II}	14.698 кэВ
L _{III}	12.657 кэВ
M	3.704 кэВ

Разрешение методики детектирования электронов достаточно высокое, так что электронные спектры внутренней конверсии можно использовать для оценки энергии связи электронов в тяжелых атомах и для измерения энергетического поля ядра.

Кроме процесса испускания γ -лучей и явления внутренней конверсии, переходы возбужденного ядра в низшее состояние могут происходить также за счёт испускания электронно-позитронной пары (если энергия перехода $\Delta E > 1,02$ МэВ). Однако вероятность этого механизма не превышает 10^{-3} от вероятности γ -излучения.

2.3.2 Ядерная изомерия

Некоторые радиоактивные ядра обладают двумя периодами полураспада для испускаемого ими β -излучения. О таких ядрах говорят, что они могут существовать в двух изомерных состояниях.

Ядерная изомерия – существование у некоторых ядер наряду с основным состоянием достаточно долгоживущих (метастабильных) возбужденных состояний, называемых изомерными.

Явление ядерной изомерии открыто в 1921 О.Ханом, который обнаружил радиоактивное вещество, названное им ураном Z (UZ), имеющее тот же атомный номер Z и массовое число A, что и другое радиоактивное вещество UX₂, но отличалось от него периодом полураспада. Оба вещества являлись продуктами β -распада одного и того же элемента UX₁ ($_{90}^{234}\text{Th}$). В дальнейшем выяснилось, что UZ и UX₂ – основное и изомерное состояния ядра $_{91}^{234}\text{Pa}$.

Существуют ядра, которые состоят из одинакового числа протонов и одинакового числа нейтронов, но тем не менее различаются своими радиоактивными свойствами (прежде всего периодом полураспада); такие ядра называются изомерными. Изомерные ядра находятся на различных энергетических уровнях. Ядро-изомер, которое находится на более высоком энергетическом уровне, принято называть возбужденным, или метастабильным, и обозначать звездочкой или индексом *m* возле массового числа, например: $^{80*}\text{Br}$ или ^{80m}Br .

Переход ядра из метастабильного в основное (невозбужденное) состояние называют изомерным переходом (И. П.).

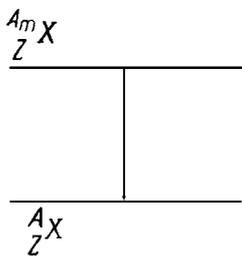
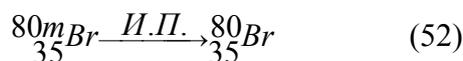


Рис. 34. Схематическое изображение изомерного перехода.

Изомерный переход сопровождается γ -излучением. γ -Лучи представляют собой коротковолновое (с длиной волны 10^{-9} - 10^{-12} см) электромагнитное излучение. Атомный номер и массовое число при изомерном переходе не изменяются:

$$\text{И.П.} \begin{cases} Z \rightarrow Z \\ A \rightarrow A \end{cases} \quad (51)$$

например,



$$\text{В более полном виде} \quad \left. \begin{aligned} M_0^* &= M_0 c^2 + E_\gamma + E_r, \end{aligned} \right\} \quad (53)$$

E_γ – энергия фотона, E_r – кинетическая энергия ядра отдачи после испускания γ -кванта. M^* и M – массы ядер в высоком и низком ядерном состоянии, соответственно.

$$E_r = \frac{E_\gamma^2}{2M_0^2} \quad (54)$$

Для $E_\gamma=2$ МэВ и $A=50$ энергия отдачи 40 эВ.

Испускание γ -квантов на схемах распада изображается вертикальной стрелкой.

Ядро ^{80}Br , образующееся из ядра ^{79}Br в результате захвата нейтрона в первый момент своего существования находится в сильно возбуждённом состоянии (отмечается звёздочкой). Снятие возбуждения производится за счёт последовательных переходов ядра во всё более низкие энергетические состояния с одновременным испусканием γ -квантов или электронов внутренней конверсии, уносящих избыток энергии. При наличии метастабильного состояния переходы могут происходить двумя различными путями, отмеченными на рисунке цифрами I и II. В результате переходов, происходящих по I способу, ядро быстро (около 10^{-13} сек) приходит в основное состояние, из которого испускает β -частицы с периодом полураспада $T_1=18$ мин. При II способе ядро быстро приходит в долгоживущее (метастабильное) состояние ^{80m}Br , из которого медленно с периодом T_2 переходит в основное состояние с последующим испусканием β -частицы. Таким образом, во II способе β -распад становится возможным только после заключительного перехода ядра из метастабильного состояния в основное, который происходит с $T=4,4$ час. Поэтому и соответствующий ему β -распад будет также характеризоваться периодом 4,4 час. При этом, поскольку в обоих способах β -частицы испускаются с одного и того же энергетического уровня, их энергетические спектры будут одинаковы.

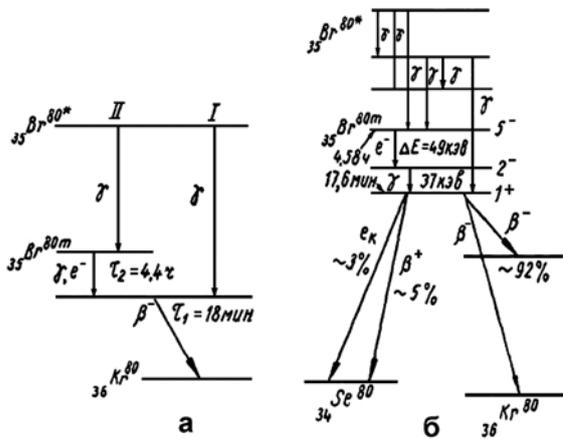


Рис. 35. Схема распада метастабильного состояния брома-80: а) основная схема распада; б) подробная схема распада.

Снятие возбуждения с метастабильного состояния ядра может происходить двумя путями. Первый путь был проиллюстрирован на примере ^{80}Br . Детальная схема распада ядра ^{80}Br с более точными значениями периодов полураспада дана на **Рис. 35б**. Ядро переходит из метастабильного состояния в основное, испуская γ -лучи или электроны внутренней конверсии. Затем из основного состояния испускаются β -частицы с тем же энергетическим спектром, что и у β -частиц, образующихся в обычных процессах. Однако из-за того, что время жизни

метастабильного состояния больше периода полураспада β -излучения, будет наблюдаться второй (большой) период β -распада.

Второй путь осуществляется в том случае, когда β -частица может быть испущена непосредственно из метастабильного состояния. Это оказывается возможным, если вероятность радиационного перехода сравнима с вероятностью испускания β -частицы. Энергетические спектры β -частиц обоих типов должны быть различны. Это связано с тем, что β -переходы в обоих случаях происходят между различными энергетическими состояниями. При этом различны не только начальные состояния (в одном случае основное, а в другом – метастабильное), но и конечные. Последнее очевидно из того, что начальные состояния сильно отличаются по величине момента, благодаря чему β -переходы на них не могут осуществляться в одно и то же энергетическое состояние дочернего ядра.

Примером изомерного ядра описанного типа является ядро ^{60}Co , разрядка метастабильного состояния которого в 10% случаев происходит за счёт непосредственного β -перехода с метастабильного состояния, а в 90% случаев – за счёт высвечивания γ -кванта.

Явление ядерной изомерии особенно распространено в области значений Z и N , приближающихся к «магическим», отвечающим целиком заполненным протонным или нейтронным оболочкам: 50, 82 и 126. Примеры изомеров $^{93m}_{41}\text{Nb}$ ($T=12$ лет), $^{135m}_{56}\text{Ba}$ ($T=28,7$ час), $^{199}_{80}\text{Hg}$ (42 мин).

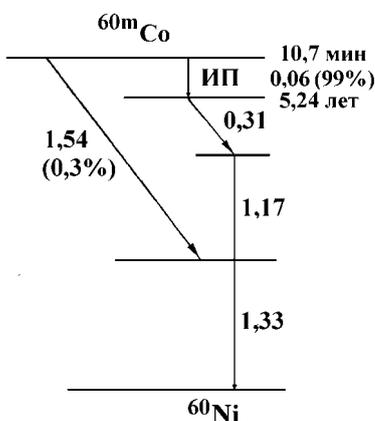


Рис. 36. Схема распада ^{60}Co .

Причиной ядерной изомерии является ослабление вероятности испускания γ -квантов из возбуждённого состояния. Обычно это происходит, когда небольшая энергия перехода сочетается с большой разностью значений моментов количества движения I (угловых моментов) начального и конечного состояний. Чем выше мультиплетность и чем меньше энергия $\omega\hbar$ перехода, тем меньше вероятность γ -перехода. В некоторых случаях ослабление вероятности испускания γ -квантов объясняется более сложными

структурными особенностями состояний ядра, между которыми происходит переход (разное строение ядра в изомерном и нижележащем состоянии).

Условием возникновения ядерной изомерии является существование вблизи основного состояния ядра энергетического уровня, сильно отличающегося от основного по величине момента количества движения. Гамма-переходы между такими уровнями должны быть сильно затруднены, так что соответствующие времена жизни могут достигать нескольких часов, дней и даже лет. Эти уровни и играют роль метастабильных состояний ядер-изомеров. В некоторых случаях ядра могут иметь по два метастабильных уровня и, следовательно, обнаруживать три периода полураспада. Примером является ядро ${}_{51}^{124}\text{Sb}$, испускающее электроны с периодами 60 дней, 21 мин и 1,3 мин.

Метастабильные состояния могут наблюдаться и у стабильных ядер. В этом случае разрядка метастабильного состояния происходит путём испускания γ -квантов и конверсионных электронов. Таким образом, сущность изомерии заключается в высвечивании возбуждённого состояния ядра с измеримым временем жизни. Из-за сравнительно большого времени жизни и обнаруживаются все перечисленные виды изомерии.

Ядерная изомерия отнюдь не редкое явление. Известно около сотни ядер-изомеров. Статистический анализ их распределения по числу содержащихся в них нуклонов приводит к следующим закономерностям. Наибольшее число ядер-изомеров имеет нечётное массовое число A , они достаточно часто встречаются среди нечётно-нечётных ядер и очень редко у чётно-чётных. В настоящее время наибольший период полураспада зарегистрирован у изомера нептуния ($T=5500$ лет), а наименьший – у изомера цезия ($T=2,8 \cdot 10^{-10}$ сек).

Большое число изомерных переходов наблюдается при «разрядке» возбуждённых состояний нечётных ядер, когда число протонов или нейтронов приближается к магическим числам (острова изомерии). Это объясняется оболочечной моделью ядра, как следствие заполнения нуклонами соседних, близких по энергии, но сильно отличающихся по спинам состояний.

Известны и такие ядерные изомеры, для которых преобладает не γ -излучение, но распад по какому-либо из основных типов распада. Так, изомер ${}_{71}^{176m}\text{Lu}$ ($T=3,7$ часа) испытывает, как и основной изотоп ${}^{176}\text{Lu}$, β^- -распад; изомер ${}_{84}^{212m}\text{Po}$ ($T=45$ сек), как и основной изотоп ${}^{212}\text{Po}$, α -распад; изомер ${}_{95}^{242m}\text{Am}$ ($T=14$ мсек) – спонтанное деление.

В 1962 в ОИЯИ (г. Дубна) был открыт новый вид ядерной изомерии – делительная изомерия. Оказалось, что у некоторых изотопов трансурановых элементов U, Pu, Am и Bk есть возбуждённые состояния с энергией 2-3 МэВ, которые распадаются путём спонтанного деления ядер. Предполагается, что вид ядерной изомерии объясняется различием формы ядер в изомерном и основном состояниях. Высоко возбуждённые изомерные состояния могут испытывать протонный распад.

Профессор
И.Н.Бекман

ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

Лекция 9. ЭКЗОТИЧЕСКИЕ ТИПЫ РАСПАДА

Долгое время типы распадов исчерпывались тремя рассмотренными в предыдущей лекции типами, а также самопроизвольным делением. Однако в конце 20-го века начался активный синтез «экзотических» ядер (сильно нейтроноизбыточных и нейтронодефицитных), и сразу произошли открытия новых, «экзотических» типов распада (испускание запаздывающих нейтронов и протонов, двухнейтронный распад, запаздывающее деление, распад полностью ионизованных атомов, кластерный распад и др.).

В данной лекции мы рассмотрим некоторые из них + спонтанное деление.

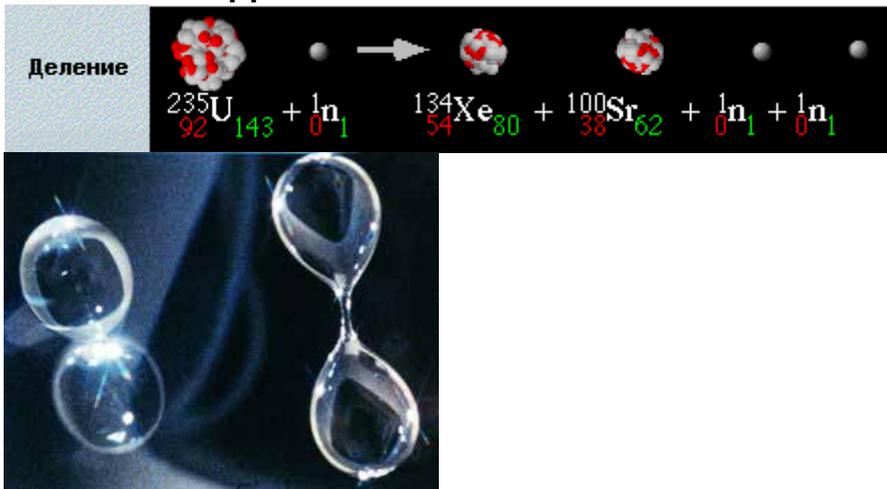
1. КЛАССИФИКАЦИЯ ПРОЦЕССОВ РАСПАДА

Достоверно установленные к настоящему времени типы распада приведены в Табл.1.

Табл. 1. Типы радиоактивного распада.

Тип распада	Участвующие частицы	Дочерние нуклиды
Распады с испусканием ядер:		
Альфа-распад	Альфа-частица ($A=4, Z=2$), испущенная из ядер	$(A-4, Z-2)$
Испускание протона	Протон, извлечённый из ядра	$(A-1, Z-1)$
Испускание нейтрона	Нейтрон, извлечённый из ядра	$(A-1, Z)$
Двойная эмиссия протона	Два протона, извлечённые из ядра одновременно	$(A-2, Z-2)$
Спонтанное деление	Ядра распадаются на два или большее число меньших ядер или других частиц	-
Кластерный распад	Испускаются ядра специфического типа (A_1, Z_1), меньше исходного ядра, но больше альфа-частицы	$(A-A_1, Z-Z_1) + (A_1, Z_1)$
Различные типы бета-распада:		
Бета минус распад	Ядро испускает электрон и антинейтрино	$(A, Z+1)$
Испускание позитрона или бета-плюс распад	Ядро испускает позитрон и нейтрино	$(A, Z-1)$
Электронный захват	Ядро захватывает орбитальный электрон и испускает нейтрино. Дочерний нуклид находится в возбуждённом и нестабильном состоянии	$(A, Z-1)$
Двойной бета-распад	Ядро испускает два электрона и два антинейтрино	$(A, Z+2)$
Двойной электронный захват	Ядро захватывает два орбитальных электрона и испускает два нейтрино. Дочерний нуклид остаётся в возбуждённом и нестабильном состоянии	$(A, Z-2)$
Электронный захват с эмиссией позитрона	Ядро поглощает один орбитальный электрон, испуская один позитрон и два нейтрино	$(A, Z-2)$
Двойное испускание позитрона	Ядро испускает два позитрона и два нейтрино	$(A, Z-2)$
Переходы между состояниями некоторых ядер:		
Гамма-распад	Возбуждённое ядро испускает высоко энергетичный фотон (гамма-лучи)	(A, Z)
Внутренняя конверсия	Возбуждённое ядро передаёт свою энергию орбитальному электрону и выбивает его из атома.	(A, Z)

2. СПОНТАННОЕ ДЕЛЕНИЕ



2.1 Самопроизвольное деление тяжёлых ядер

Деление ядра - процесс расщепления атомного ядра на два (реже три) ядра с близкими массами, называемых осколками деления. В результате деления могут возникать и другие продукты реакции: лёгкие ядра (в основном альфа-частицы), нейтроны и гамма-кванты. Деление бывает спонтанным (самопроизвольным) и вынужденным (в результате взаимодействия с другими частицами, прежде всего, с нейтронами). Деление тяжёлых ядер – экзотермический процесс, в результате которого высвобождается большое количество энергии в виде кинетической энергии продуктов реакции, а также излучения. Деление ядер служит источником энергии в ядерных реакторах и ядерном оружии.

Четвертым видом радиоактивности, открытым в 1940 Г.Н.Флеровым и К.А.Петржаком под руководством И.В.Курчатова, оказалось самопроизвольное (спонтанное) деление ядер, в процессе которого некоторые достаточно тяжелые ядра распадаются на два осколка с примерно равными массами. Спонтанное (самопроизвольное) деление впервые было обнаружено для природного урана. Ядра урана могут делиться различным образом, давая два осколка (например, ^{56}Ba - ^{36}Kr , ^{54}Xe - ^{38}Sr и т.п.). В 1 г естественного урана происходит в среднем одно деление в минуту. Позднее спонтанное деление обнаружили также у ^{235}U , протактиния, тория, но более всего этот тип распада характерен для трансурановых элементов. Чем тяжелее становятся ядра этих элементов, тем скорее может произойти самопроизвольное деление. У самых тяжелых элементов - эйнштейния, фермия и менделевия - это уже основной метод радиоактивного распада. В настоящее время известно более пятидесяти спонтанно делящихся нуклидов, тяжелее тория. Деление сопровождается испусканием первичных и вторичных нейтронов, гамма-квантов и выделением энергии. В дальнейшем это позволило осуществить ядерные цепные реакции, создать ядерные реакторы и реализовать ядерный взрыв (атомную бомбу).

Спонтанное деление (f-распад) – самопроизвольный распад тяжёлых ядер на два (редко – три или четыре) осколка – ядра элементов середины Периодической таблицы.

Спонтанное (самопроизвольное) деление – радиоактивный распад, при котором ядро расщепляется без всякого внешнего вмешательства, т.е. без привнесения энергии.

Как и любой другой вид радиоактивного распада, спонтанное деление характеризуется периодом полураспада (периодом деления). Период полураспада для спонтанного деления меняется для разных ядер в очень широких пределах (от 10^{18} лет для $^{93}\text{Np}^{237}$ до нескольких десятых долей секунды для далёких трансурановых элементов). Период полураспада уменьшается с ростом параметра делимости Z^2/A (Рис. 1а – деление чётно-чётных ядер) и числа нейтронов в ядре (Рис. 1б). При изменении Z^2/A от 34,3 для ^{232}Th до 41,5 для ^{260}Ku период спонтанного деления уменьшается ~ в 10^{30} раз.

Подобные зависимости связаны с тем, что делению ядер, находящихся в основном состоянии, препятствует барьер деления. Условие большой вероятности деления: $E^* \geq W_f$, т. е. энергия возбуждения составного ядра должна быть не меньше барьера деления этого ядра. Деление возможно и при $E^* < W_f$, но вероятность такого процесса резко уменьшается с уменьшением энергии возбуждения. Механизм этого процесса объясняется в рамках квантовой механики и аналогичен механизму излучения α -частицы, проходящей через потенциальный барьер Туннельный эффект связан с тем, что проницаемость любого энергетического барьера отлична от нуля, хотя и уменьшается с увеличением ширины и высоты барьера.

Вероятность спонтанного деления определяется в первую очередь проницаемостью барьера деления. В первом приближении барьер деления уменьшается с ростом параметра деления $Z^2/A = \frac{Z}{1 + \frac{N}{Z}}$ исчезая при

$Z^2/A \approx 50$, т.е. вероятность спонтанного деления увеличивается с ростом заряда ядра (числа протонов). Для всех существующих в природе ядер вероятность и соответственно скорость спонтанного деления очень малы. Лишь для самых тяжёлых из них $Z \geq 90$ скорости увеличиваются настолько, что могут быть определены экспериментально.

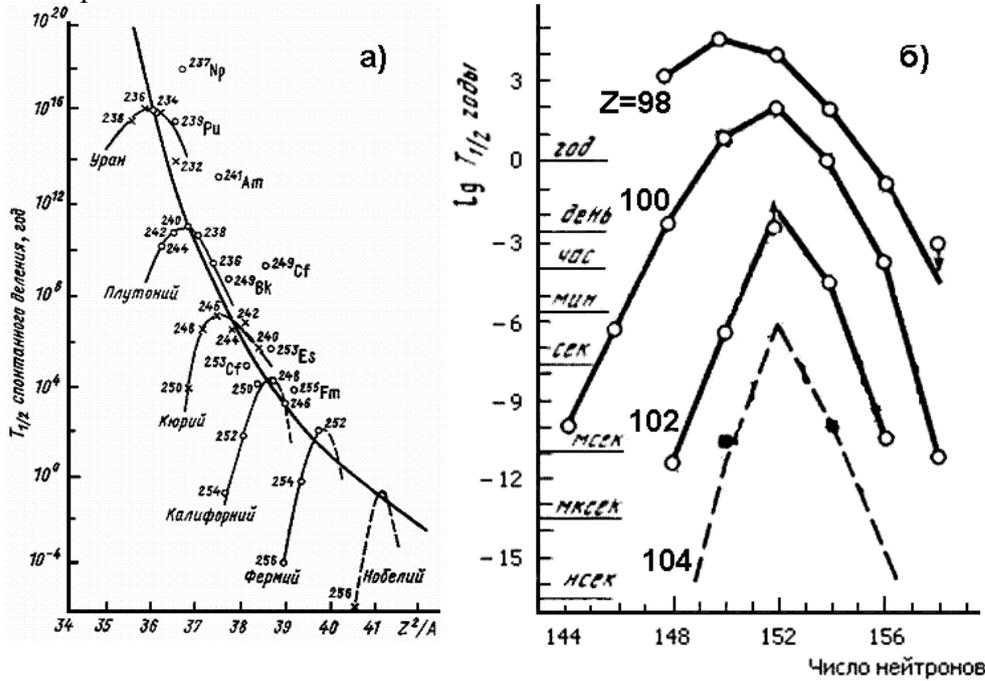


Рис. 1. Сводка данных о периодах полураспада тяжёлых ядер относительно спонтанного деления: а – зависимость периода полураспада деления от параметра $Z^2/(Z+N)$; б – зависимость периода полураспада от числа нейтронов N .

Спонтанные деления имеют заметное значение как фоновый источник нейтронов в реакторах, содержащих большие количества ^{238}U , и в реакторах, в которых накапливается заметное количество ^{239}Pu , например, в реакторах на быстрых нейтронах. В спонтанном делении нуклидов с $Z=100-102$, в отличие от более лёгких ядер, превалирует симметричная мода (с примерно равными массами осколков деления).

Минимальное значение энергии возбуждённого ядра равно энергии связи нейтрона в этом ядре ϵ_n , которая существенно зависит от чётности числа нейтронов в ядре: энергия связи чётного нейтрона гораздо больше энергии связи нечётного при приблизительно равных массовых числах ядра (Табл. 2).

Табл. 2. Значения барьера деления для тяжёлых ядер и энергии связи нейтрона в тяжёлых ядрах

Ядро	W_f , МэВ	Ядро	ϵ_n , МэВ
^{232}Th	5,9	^{233}Th	4,79
^{233}U	5,5	^{234}U	6,84
^{235}U	5,75	^{236}U	6,55
^{238}U	5,85	^{239}U	4,80
^{239}Pu	5,5	^{240}Pu	6,53

Потому, можно ожидать, что периоды полураспада деления для чётных и нечётных ядер будут существенно различаться.

Сводка данных о периодах полураспада ядер по механизму спонтанно деления приведена на Рис. 2. В большинстве случаев делящиеся ядра являются, в основном, α - или β - активными, а спонтанное деление оказывается маловероятным каналом распада. В то время как период полураспада ^{238}U в результате испускания α -частицы $4,5 \cdot 10^9$ лет, период его полураспада в результате самопроизвольного деления 10^{12} лет. Один килограмм урана дает 10 спонтанных делений в секунду, а за это же время α -частицы излучают 20 миллионов ядер. Известен, однако, ряд изотопов, для которых спонтанное деление – это главный, а иногда и единственный из наблюдавшихся до сих пор канал распада: таковы, например, ^{256}Fm ($T=160$ мин) и ^{254}Cf

($T=60,5$ суток). Спонтанное деление и вслед за ним - α -распад есть основные виды радиоактивности, ограничивающие перспективы получения новых трансурановых элементов.

Замечание. У тяжёлых ядер обычно два периода полураспада: период полураспада по механизму α -распада, T_α , и по механизму спонтанного деления, T_f , причём, если у урана $T_f \gg T_\alpha$, то у более тяжёлых элементов T_f становится сравнимо с T_α , а у элементов конца периодической системы уже $T_f \ll T_\alpha$. Именно процесс самопроизвольного деления ограничивает возможность существования сверхтяжёлых трансурановых элементов.

Табл. 3. Периоды полураспада по механизму самопроизвольного деления и α -распада некоторых элементов

Ядро	$T_{1/2,f}$ лет	$T_{1/2,\alpha}$ лет	Доля спонтанного деления, %
^{235}U	$1,0 \times 10^{19}$	$7,04 \times 10^8$	7×10^{-9}
^{238}U	$8,2 \times 10^{15}$	$4,468 \times 10^9$	$5,5 \times 10^{-5}$
^{239}Pu	8×10^{15}	$2,411 \times 10^4$	3×10^{-10}
^{252}Cf	86	2,645	3,09

Табл. 4. Содержание и периоды полураспада четырех нуклидов, распространенных в природе и способных к спонтанному делению.

	Содержание относительно ^{238}U	Период α -полураспада (годы)	Период полураспада спонтанным делением (годы)
^{232}Th	4	$1,40 \cdot 10^{10}$	$1,0 \cdot 10^{21}$
^{234}U	$5,44 \cdot 10^{-5}$	$2,46 \cdot 10^5$	$1,5 \cdot 10^{16}$
^{235}U	$7,25 \cdot 10^{-3}$	$7,04 \cdot 10^8$	$1,0 \cdot 10^{19}$
^{238}U	1	$4,47 \cdot 10^9$	$8,2 \cdot 10^{15}$

При делении ядер высвобождается несколько нейтронов и значительное количество энергии (около 210 МэВ). Эта энергия освобождается в основном в форме кинетической энергии (около 170 МэВ) двух фрагментов ядра, которые разлетаются в противоположном направлении с большой скоростью и несут высокий положительный заряд. При прохождении через кристаллическую решетку твердого вещества эти фрагменты и формируют линейные дефекты, называемые треками (**Рис. 2а**). Треки от атомов отдачи при делении образуются и в других материалах: слюдах, полимерных плёнках и т.п. (**Рис. 2б**).

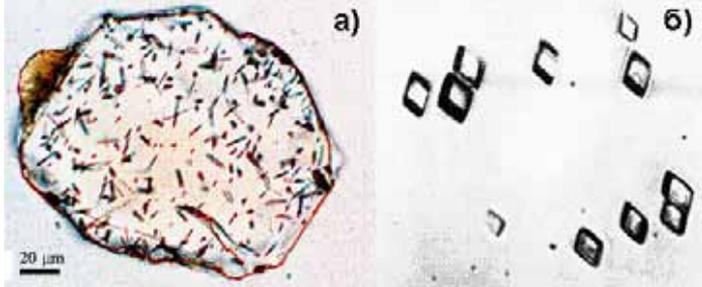


Рис. 2. Треки за счёт энергии отдачи, выделившейся при спонтанном делении урана-238 в разных средах: а – в природном кристалле апатита; б - в поликарбонатной плёнке (результат травления).

Способность спонтанного деления характерна только для нуклидов с атомным номером $Z \geq 90$ и атомной массой $A \geq 230$, это Th, Pa, U, Np, Pu, и др. Но только ^{232}Th и два изотопа урана (^{235}U и ^{238}U) встречаются в природных материалах в концентрациях, которые могут быть измерены. Природный уран содержит 99,3 % ^{238}U и лишь 0,7 % ^{235}U . Треки спонтанного деления, наблюдаемые в природных материалах, в основном сформированы за счет деления ^{238}U . Два других изотопа урана и торий имеют слишком низкое содержание и/или гораздо более длинный период полураспада, чтобы производить количество треков спонтанного деления сравнимое с количеством треков распада ^{238}U .

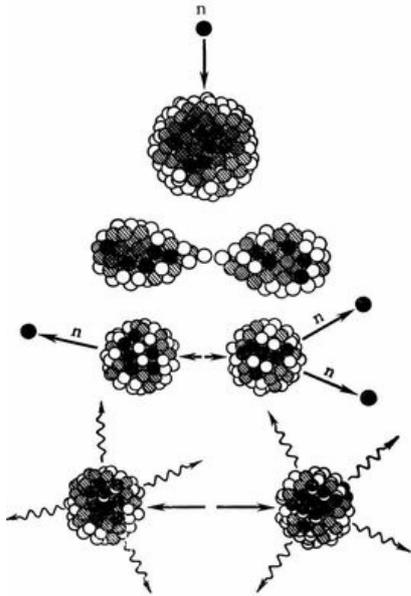
2.2 Механизм деления

Процесс деления может протекать только в том случае, когда потенциальная энергия начального состояния делящегося ядра превышает сумму масс осколков деления. Поскольку удельная энергия связи тяжёлых ядер уменьшается с увеличением их массы, это условие выполняется почти для всех ядер с массовым числом $A > 90$. Однако, даже самые тяжёлые ядра самопроизвольно делятся с очень малой вероятностью. Это означает, что существует энергетический барьер, препятствующий делению. Этот барьер W_f равен разности между максимальным значением потенциальной энергии и её значением для исходного состояния, именно он препятствует самопроизвольному делению тяжёлых ядер. Разность между начальным значением потенциальной энергии и её минимальным конечным значением равна энергии реакции деления Q_f .

Значения W_f и Q_f зависят от массового числа ядра. Энергетически выгодно деление тяжёлых ядер. Для ядер $A \approx 100 \div 200$ барьер деления $W_f = 40-60$ МэВ, с ростом A значение W_f уменьшается и для изотопов урана и соседних с ним элементов становится равным 6 МэВ. Для ядер с $A \approx 260$ барьер деления равен практически нулю, поэтому таких ядер в природе нет. Энергия реакции деления Q_f возрастает с ростом массового числа от отрицательных значений для ядер с $A \leq 90$ до около 200 МэВ для ядер с $A \approx 230 \div 240$.

Табл. 5. Оценочные значения Q_f и W_f для некоторых ядер.

A	16	60	100	140	200	236
Q_f , МэВ	-14,5	-16	13,5	44	135	205
W_f , МэВ	18,5	48	47	62	40	6



Самопроизвольное деление ядер с $Z^2/A < 49$, для которых высота барьера деления не равна нулю, с точки зрения классической физики невозможно. Но с точки зрения квантовой механики такое деление возможно в результате прохождения осколков через потенциальный барьер. Вероятность спонтанного деления растет с увеличением параметра делимости Z^2/A .

Рис. 3. Иллюстрация процесса деления ядра в рамках капельной модели.

В процессе деления ядро изменяет форму - последовательно проходит через следующие стадии (**Рис. 3**): шар, эллипсоид, гантель, два грушевидных осколка, два сферических осколка. Начальная стадия деления - медленное изменение формы ядра, при котором появляется шейка, соединяющая два ещё не полностью сформированных осколка. Время прохождения этой стадии ($10^{-14} - 10^{-18}$ сек) зависит от того, насколько сильно возбуждено делящееся ядро. Постепенно шейка утоньшается, и в некоторый момент происходит её разрыв. Образующиеся осколки с большой энергией разлетаются в противоположные стороны. После того как деление

произошло, и осколки находятся друг от друга на расстоянии, много большем их радиуса, потенциальную энергию осколков, определяемую кулоновским взаимодействием между ними, можно считать равной нулю.

Деформация ядра при делении сопровождается изменением его потенциальной энергии (**Рис. 4**). Для того чтобы ядро достигло формы, предшествующей его разрыву, необходима затрата определённой энергии для преодоления потенциального барьера, называется барьером деления. Эту энергию обычно ядро получает извне, в результате той или иной ядерной реакции (например, при захвате нейтрона).

Теоретическое объяснение деления ядер дано Н. Бором и Дж. А. Уплером и независимо от них Я. И. Френкелем. Они развили капельную модель ядра, согласно которой ядро рассматривается как капля электрически заряженной несжимаемой жидкости. На нуклоны в атомном ядре действуют уравнивающие друг друга ядерные силы притяжения и электростатические силы отталкивания (между протонами), стремящиеся разорвать ядро. Деформация ядра нарушает равновесие; при этом, однако, возникают силы, стремящиеся вернуть ядро к начальной форме аналогично поверхностному натяжению жидкой капли. Деформация ядра при делении сопровождается увеличением его поверхности и, как в жидкой капле, силы поверхностного натяжения возрастают, препятствуя дальнейшей деформации. После прохождения через вершину барьера деления энергетически выгодным становится образование двух капель меньшего размера, и с этого момента формирование осколков деления идёт быстро и необратимым образом. Уменьшение барьера деления для ядер с большими Z^2/A отчётливо проявляется в уменьшении периодов спонтанного деления.

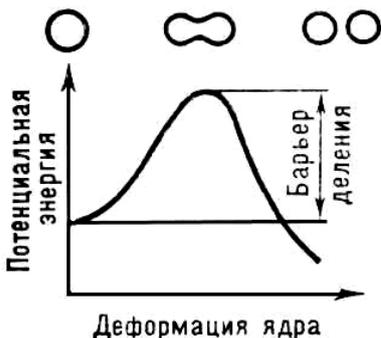


Рис. 5. Изменение потенциальной энергии в ходе деформации ядра.

Вследствие эволюции формы ядра изменение его потенциальной энергии определяется изменением суммы поверхностной и кулоновской энергий. Объем ядра в процессе деформации остается неизменным. Поверхностная энергия при этом возрастает, так как увеличивается площадь поверхности ядра. Кулоновская энергия уменьшается, т. к. увеличивается среднее расстояние между нуклонами. В случае малых эллипсоидальных деформаций рост поверхностной энергии происходит быстрее,

чем уменьшение кулоновской энергии. В области тяжелых ядер сумма поверхностной и кулоновской энергий увеличивается с увеличением деформации. При малых эллипсоидальных деформациях рост поверхностной энергии препятствует дальнейшему изменению формы ядра, а, следовательно, и делению.

Конкуренция сил поверхностного натяжения, удерживающих ядро от развала, и кулоновских расталкивающих сил в капельной модели ядра определяется параметром делимости Z^2/A . С увеличением параметра делимости растёт нестабильность атомного ядра относительно деления.

Спонтанное деление становится энергетически выгодным, начиная уже примерно с $Z=50$. Однако благодаря электростатическому отталкиванию между осколками деления возникает потенциальный барьер, который не позволяет ядру мгновенно разделиться и обуславливает существование спонтанного деления, как особого вида радиоактивности, наблюдаемого лишь для самых тяжёлых элементов ($Z \geq 90$). Делению способствует кулоновское отталкивание между протонами, энергия которого ($U_{кул}$) в сферическом зерне с радиусом r пропорциональна Z^2/r ; делению препятствует стремящееся сохранить сферическую форму ядра поверхностное натяжение: его энергия $U_{п.н.}$ пропорциональна поверхности ядра, т.е. r^2 . В результате способность ядер к делению возрастает с увеличением отношения $U_{кул}/U_{п.н.}$, пропорционального Z^2/r^3 , а тем самым и параметру деления Z^2/A , поскольку объём ядра $(4/3)\pi r^3$ пропорционален числу содержащихся в ядре нуклонов, т.е. массовому числу ядра A . Энергетической выгодности спонтанного деления отвечает условие $Z^2/A \geq 16$, мгновенному делению $Z^2/A \geq 47$. С ростом Z уменьшается стабильность ядра относительно процесса деления. Это приводит к заметному спонтанному делению ядер из основного состояния. Именно неустойчивость относительно деления определяет граничное Z существующих в природе элементов.

Наличие потенциального барьера препятствует мгновенному самопроизвольному делению ядер. Для того чтобы ядро мгновенно разделилось, ему необходимо сообщить энергию, превышающую высоту барьера деления. Высота барьера тем больше, чем меньше отношение кулоновской и поверхностной энергии в начальном ядре. Это отношение, в свою очередь, увеличивается с увеличением параметра делимости Z^2/A . Чем тяжелее ядро, тем меньше высота барьера, так как параметр делимости увеличивается с ростом массового числа.

Путём туннельного перехода может происходить самопроизвольное деление ядра без предварительного возбуждения. Спонтанное деление, подобно процессу α -распада. Осколки деления «просачиваются» через потенциальный барьер, образующийся при первоначальной деформации делящегося ядра. Проницаемость барьера определяется его высотой, массой фрагментов и энергией распада Q_f . В отличие от α -распада, здесь барьер связан с изменением формы ядра в процессе деления, что приводит к иным закономерностям, управляющим этим процессом.

Вероятность спонтанного деления определяется прозрачностью потенциального барьера для осколков, которая может быть оценена при помощи формулы:

$$D \approx e^{-\frac{2}{\hbar} \sqrt{2MW_f d}}, \quad (1)$$

где M – приведённая масса осколка; W_f – высота барьера деления; d – ширина барьера деления (радиус осколка).

Описание на основе капельной модели не в состоянии объяснить некоторые существенные особенности процесса деления, в частности, асимметрию масс осколков. Кроме того, параметры спонтанно делящихся ядерных изомеров и характер зависимости сечения реакции деления от энергии вызывающих её нейтронов свидетельствуют о том, что барьер деления тяжёлых ядер имеет не один, а два максимума (двугорбый барьер деления), между которыми находится вторая потенциальная яма. Упомянутые изомеры (первым из которых был открыт ^{242m}Am) соответствуют наиболее низкому энергетическому уровню ядра во второй потенциальной яме.

Эти особенности деления получают своё объяснение при учёте оболочечных поправок к энергии, вычисляемой с помощью капельной модели. Оболочечные эффекты выражаются в увеличении или уменьшении плотности уровней энергии ядра; они присущи как сферически симметричным, так и деформированным состояниям ядер. Учёт этих эффектов усложняет зависимость энергии от параметра деформации по сравнению с капельной моделью. Для большинства ядер актиноидов в этой зависимости появляется вторая потенциальная яма, соответствующая сильной деформации ядра. Глубина этой ямы меньше глубины первой ямы (соответствующей основному состоянию ядра) на 2-4 МэВ.

Капельная модель описывает лишь усреднённые свойства ядер. В действительности же характер процесса деления может существенно зависеть от внутренней структуры ядра и состояния отдельных нуклонов. В частности, из-за этого барьер деления больше для ядер с нечётным числом нуклонов, чем для соседних чётно-чётных ядер (с чётными Z и N). Особенно заметно это повышение барьера сказывается на периодах спонтанного деления ядер: периоды спонтанного деления чётно-чётных ядер в среднем более чем в

100 раз короче периода спонтанного деления соседних ядер с нечётным N . Увеличение барьера деления из-за нечётного нуклона видно на примере деления изотопов урана. Деление ядер ^{238}U становится достаточно вероятным лишь в том случае, когда кинетическая энергия нейтронов превышает некоторый порог, а в случае ^{235}U даже при захвате теплового нейтрона, энергия возбуждения составного ядра ^{236}U уже превышает барьер деления. Влияние структуры ядра на деление ядер видно при сравнении периодов спонтанного деления чётно-нечётных ядер. Вместо регулярного увеличения периода спонтанного деления с массой нуклида иногда наблюдается резкое уменьшение периода спонтанного деления. Особенно четко этот эффект проявляется при числе нейтронов $N = 152$, что не может быть объяснено в рамках капельной модели и свидетельствует о влиянии на деление ядер оболочечной структуры ядра.

Оболочечные эффекты определяют не только структуру барьера деления, но и основное состояние ядра. Влияние этой структуры важно для всех ядер. Ее роль для самых тяжелых ядер, однако, наиболее существенна, поскольку многие из них просто не существовали бы без влияния оболочечных эффектов

Нуклонные оболочки оказывают влияние не только на преодоление барьера деления, они заметно сказываются и на последней стадии формирования осколков в момент, когда происходит разрыв ядра. Изменение формы ядра при делении происходит медленно (по сравнению с движением нуклонов в ядре), в результате чего нуклонные орбиты перестраиваются адиабатически. Измерения спектра масс осколков и их кинетической энергии указывают на формирование нуклонных оболочек в осколках перед разрывом.

2.3 Энергетика спонтанного деления

Оценка энергии, освобождающейся при делении, может быть получена непосредственно из формулы Вайцзеккера, полученной в рамках капельной модели ядра.

Напомним, что в капельной модели ядро рассматривается как сферическая капля несжимаемой заряженной ядерной жидкости радиуса $R=r_0A^{1/3}$. То есть в энергии связи ядра учитываются объемная, поверхностная и кулоновская энергии. Дополнительно учитываются выходящие за рамки чисто капельных представлений энергия симметрии и энергия спаривания. В рамках этой модели можно получить полуэмпирическую формулу Вайцзеккера для энергии связи ядра.

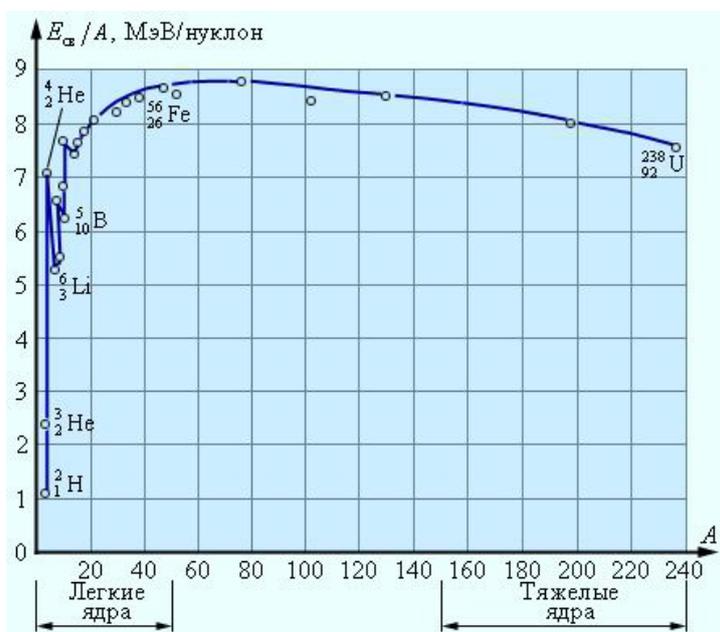
$$E_{\text{св}}(A, Z) = a_1 A - a_2 A^{2/3} - a_3 Z^2 / A^{1/3} - a_4 (A/2 - Z)^2 / A + a_5 A^{-3/4}. \quad (2)$$

Первое слагаемое в энергии связи ядра, подобного жидкой капле, пропорционально массовому числу A и описывает примерное постоянство удельной энергии связи ядер. Второе слагаемое - поверхностная энергия ядра уменьшает полную энергию связи, так как нуклоны, находящиеся на поверхности имеют меньше связей, чем частицы внутри ядра. Это аналог поверхностного натяжения. Третье слагаемое в энергии связи обусловлено кулоновским взаимодействием протонов. В капельной модели предполагается, что электрический заряд протонов равномерно распределен внутри сферы радиуса $R=r_0A^{1/3}$. Четвертое слагаемое - энергия симметрии ядра отражает тенденцию к стабильности ядер с $N=Z$. Пятое слагаемое - энергия спаривания учитывает повышенную стабильность основных состояний ядер с четным числом протонов и/или нейтронов. Входящие в формулу коэффициенты a_1, a_2, a_3, a_4 и a_5 оцениваются из экспериментальных данных по энергиям связи ядер, что даёт: $a_1 = 15.75$ МэВ; $a_2 = 17.8$ МэВ; $a_3 = 0.71$ МэВ; $a_4 = 94.8$ МэВ;

$$a_5 = \begin{cases} + 34 \text{ МэВ для чётно - чётных ядер} \\ 0 \text{ МэВ для нечётных ядер} \\ - 34 \text{ МэВ для нечётно - нечётных ядер} \end{cases} \quad (3)$$

Формула Вайцзеккера позволяет по заданным значениям A и Z вычислять энергию связи ядра с погрешностью ~ 10 МэВ. При $A \approx 100$ это дает относительную ошибку $\sim 10^{-2}$. Наибольшее расхождение между экспериментально измеренными величинами энергии связи ядра и расчетами по формуле Вайцзеккера наблюдается в области магических чисел. Это объясняется тем, что в капельной модели не учитываются неоднородности распределения ядерной материи, обусловленные оболочечной структурой атомных ядер.

Рис. 6. Энергия связи на один нуклон.



Зависимость энергии связи на один нуклон от числа нуклонов (**Рис. 6**) проходит через максимум. Для нуклидов с $A > 11$ ($Z > 5$) среднее значение энергии связи на один нуклон составляет от 7,4 до 8,8 МэВ. Средняя энергия связи на один нуклон ядра, у большинства ядер середины периодической системы элементов примерно одинакова и составляет около 8,6 МэВ. Для нуклидов с $A \approx 60$, т.е. для группы элементов Fe-Co-Ni, энергии связи на нуклон имеет максимальное значение. Это указывает на то, что данные элементы по своим ядерно-физическим свойствам являются наиболее устойчивыми. При этом, значение энергии связи на нуклон для нуклидов с четным числом нуклонов всегда выше среднеарифметического значения соответствующих величин для соседних нуклидов с нечетным числом нуклонов. У ряда легких ядер средняя энергия связи оказывается существенно меньше (приблизительно 1 МэВ у дейтерия), а у тяжелых ядер она уменьшается с ростом числа нуклонов в ядре и достигает примерно 7,5 МэВ для урана. Вследствие этого энергетически выгодны реакции синтеза легких ядер и деления тяжелых ядер. Так, в реакции синтеза ядер гелия из дейтерия и трития выделяется энергия 17,6 МэВ, или 3,5 МэВ на нуклон. Деление ядер урана сопровождается выделением энергии около 200 МэВ, или 1 МэВ на нуклон.

Пример. Пусть, ядро урана ${}_{92}^{238}\text{U}$ делится на два одинаковых ядра с массовыми числами 119. У этих ядер удельная энергия связи порядка 8,5 МэВ/нуклон. Удельная энергия связи ядра урана 7,6 МэВ/нуклон. Следовательно, при делении ядра урана выделяется энергия, равная 0,9 МэВ/нуклон или более 200 МэВ на один атом урана.

Рассмотрим теперь другой процесс. Пусть при некоторых условиях два ядра дейтерия ${}^2_1\text{H}$ сливаются в одно ядро гелия ${}^4_2\text{He}$. Удельная энергия связи ядер дейтерия равна 1,1 МэВ/нуклон, а удельная энергия связи ядра гелия равна 7,1 МэВ/нуклон. Следовательно, при синтезе одного ядра гелия из двух ядер дейтерия выделится энергия, равная 6 МэВ/нуклон или 24 МэВ на атом гелия.

Следует обратить внимание на то, что синтез легких ядер сопровождается примерно в 6 раз большим выделением энергии на один нуклон по сравнению с делением тяжелых ядер.

График **Рис. 6** имеет существенное значение для ядерной энергетики. Очевидно, что как ядерный синтез (реакции слияния легких ядер), так и деление (распад тяжелых ядер на отдельные осколки) сопровождаются большим дефектом масс, и, следовательно, выделением большого количества энергии. Асимметричный вид графика показывает, что при ядерном синтезе выделение энергии будет значительно выше, чем при делении. К сожалению, развитие науки пошло таким образом, что процесс ядерного деления удалось реализовать в энергетических установках, тогда как реакторы ядерного синтеза до сих пор не созданы. В настоящее время энергия термоядерного синтеза реализуется только в водородной бомбе.

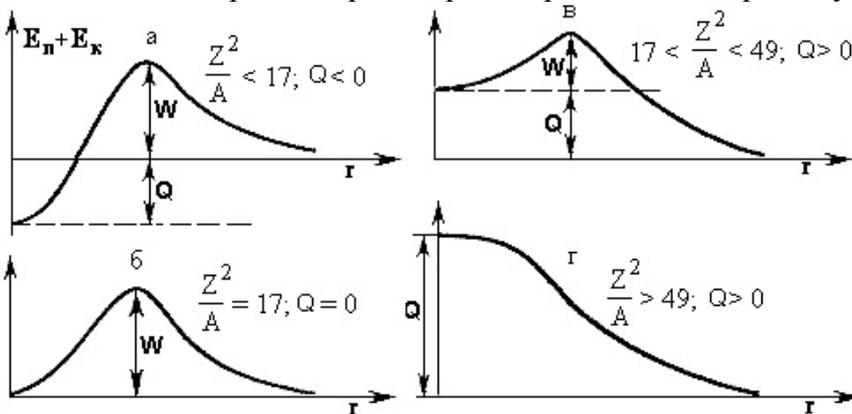


Рис. 7. Зависимость формы, высоты потенциального барьера W и энергии деления Q от величины параметра делимости Z^2/A .

При делении ядра на два осколка изменяются поверхностная энергия $E_n = a_2 A^{2/3}$ и кулоновская энергия $E_k = a_3 Z^2 / A^{1/3}$, причём поверхностная энергия увеличивается, а кулоновская энергия уменьшается. Деление возможно в том случае, когда энергия, высвобождающаяся при делении $E > 0$.

$$E \approx a_3 \frac{Z_1^2}{A_1^{1/3}} 0,37 - a_2 A_1^{2/3} 0,26 > 0. \quad (4)$$

Здесь $A_1 = A/2$, $Z_1 = Z/2$. Отсюда получим, что деление энергетически выгодно, когда $Z^2/A > 17$. Величина Z^2/A называется параметром делимости. Энергия E , освобождающаяся при делении, растёт с увеличением Z^2/A .

Более тяжелым ядрам, как правило, нужно сообщить меньшую энергию, чтобы вызвать деление. Из формулы Вайцеккера следует, что высота барьера деления обращается в нуль при $Z^2/A > 49$. Т.е. согласно капельной модели в природе должны отсутствовать ядра с $Z^2/A > 49$, так как они практически мгновенно (за характерное ядерное время порядка 10^{-22} с) самопроизвольно делятся. Существование атомных ядер с $Z^2/A > 49$

(«остров стабильности») объясняется оболочечной структурой атомных ядер. Зависимость формы, высоты потенциального барьера и энергии деления от величины параметра делимости Z^2/A показана на **Рис. 7**.

При делении тяжёлого ядра освобождается большая энергия Q , поскольку удельная энергия связи ε в тяжёлых ядрах на 0.8 МэВ меньше, чем для средних ядер. Так, например, для ядра ^{238}U

$$Q \approx A(\varepsilon_{\text{мяжс}} - \varepsilon_{\text{ср}}) = 238 \cdot 0,8 \approx 200 \text{ МэВ}. \quad (5)$$

При делении тяжёлого ядра освобождается большая энергия Q . Это заключение следует из сравнения масс исходного делящегося ядра (M_U) и образующихся ядер – осколков (M_1 и M_2):

$$Q = M_U - (M_1 + M_2). \quad (6)$$

Подставив массу ядра

$$M = Zm_p + (A - Z)m_n - \varepsilon A \quad (7)$$

в вышеприведённое выражение и учитывая (19) получим:

$$Q = \varepsilon_1 A_1 + \varepsilon_2 A_2 - \varepsilon A = A(\bar{\varepsilon} - \varepsilon), \quad (8)$$

где $\bar{\varepsilon} = \frac{\varepsilon_1 A_1 + \varepsilon_2 A_2}{A}$ – средняя энергия связи осколков, рассчитанная на один нуклон. Так как ε для ядер из

середины периодической системы примерно на 0,8 МэВ больше ε для урана, получим

$$Q = A(\bar{\varepsilon} - \varepsilon) \approx 238 \cdot 0,8 \approx 200 \text{ МэВ} \quad (9)$$

подавляющая часть энергии деления освобождается в форме кинетической энергии осколков деления E_k , так как ядра-осколки неизбежно должны разлетаться под действием кулоновского отталкивания. Кулоновская энергия двух осколков с зарядами Z_1 и Z_2 , находящихся на расстоянии δ ,

$$E_k \approx E_{\text{кул}} \approx \frac{46^2 \cdot 1,44}{2 \cdot 1,3 \cdot 119^{1/3}} \approx 200 \text{ МэВ} \quad (10)$$

$$E_k = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{\delta}. \quad (11)$$

Если считать, что $\delta = R_1 + R_2$, где R_1, R_2 – радиусы ядер осколков, которые могут быть вычислены по формуле $R = 1,3 \cdot 10^{-13} A^{1/3}$ см, а $Z_1 = Z_2 = Z_0/2 = 46$ (считая, что ядро делится пополам), то получим

$$E_k \approx E_{\text{кул}} \approx \frac{46^2 \cdot 1,44}{2 \cdot 1,3 \cdot 119^{1/3}} \approx 200 \text{ МэВ}, \quad (12)$$

то есть значение такого же порядка, что и Q .

подавляющая часть энергии деления освобождается в форме кинетической энергии осколков деления Q_f . Осколки, образовавшиеся в результате разделения ядра на две части, неизбежно должны разлететься под действием больших кулоновских сил отталкивания своих зарядов. Величина кулоновской энергии двух осколков, находящихся на расстоянии δ равна

$$V_k = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{\delta}, \quad (13)$$

где Z_1 и Z_2 – заряды осколков; $\delta = R_1 + R_2$; R_1 и R_2 – радиусы ядер осколков, которые можно оценить по формуле:

$$R = r_0 A^{1/3} = 1,4 \cdot 10^{-13} A^{1/3} \text{ см}. \quad (14)$$

Считая, что $Z_1 = Z_2 = 92/2 = 46$ и $R_1 = R_2$ ($A_1 = A_2 = 238/2 = 119$), получим

$$V_k = \frac{46^2 (4,8 \cdot 10^{-10})^2}{2 \cdot 1,4 \cdot 10^{-13} \sqrt[3]{119} \cdot 1,6 \cdot 10^{-6}} \approx 200 \text{ МэВ}, \quad (15)$$

т.е. величину такого же порядка, как и Q .

2.4 Продукты деления

В результате деления урана высвобождается энергия ~ 200 МэВ. Около 80% её приходится на энергию осколков.

Образующиеся при делении осколки должны быть β -радиоактивными и могут испускать нейтроны. Это следует из того, что по мере увеличения заряда ядра отношение числа нейтронов в ядре к числу протонов увеличивается из-за увеличения кулоновской энергии протонов. Поэтому ядра-осколки будут иметь при делении такое же отношение N/Z , как, скажем, у урана, т. е. будут перегружены нейтронами, а такие ядра испытывают β -распад (ввиду большой перегрузки нейтронами продукты этого распада также β -активны, так что осколки деления дают начало достаточно длинным цепочкам из радиоактивных ядер). Кроме того, часть энергии может уноситься в результате непосредственного испускания нейтронов деления

или вторичных нейтронов. За один акт деления урана образуется около двух **мгновенных нейтронов деления** со средней энергией ~ 2 МэВ (энергетический спектр мгновенных нейтронов можно считать максвелловским). Продукты распада испускают **запаздывающие нейтроны** (нейтроны деления, вторичные нейтроны) со средней энергией 5 МэВ.

В момент разрыва ядра осколки сильно деформированы, но по мере их удаления друг от друга деформация уменьшается, что приводит к увеличению их внутренней энергии. В дальнейшем энергия возбуждения осколков уменьшается в результате испускания ими нейтронов и γ -квантов. Когда энергия возбуждения осколков становится меньше энергии, необходимой для отделения нейтрона от ядра, эмиссия нейтронов прекращается и начинается интенсивное испускание γ -квантов. В среднем наблюдается 8-10 γ -квантов на 1 акт деления. Так как разрыв шейки ядра может происходить по-разному, то масса, заряд и энергия возбуждения осколков флуктуируют от одного акта деления к другому. Число нейтронов ν , испущенных при делении, также флуктуирует.

Ядра, образующиеся при делении, перегружены нейтронами и являются радиоактивными (изотопы Ва и др.). Соотношение между числами протонов Z и нейтронов $N = A - Z$ в них зависит от энергии возбуждения делящегося ядра. При достаточно высоком возбуждении соотношение N и Z в осколках остаётся обычно тем же, что у начального делящегося ядра. При малой энергии возбуждения делящегося ядра нейтроны и протоны распределяются между осколками таким образом, что в обоих осколках происходит примерно одинаковое число β -распадов, прежде чем они превратятся в стабильные ядра. В отдельных случаях ($\sim 0,7\%$ по отношению к общему числу делений) образующееся при β -распаде возбуждённое дочернее ядро испускает нейтрон. Эмиссия этого (мгновенного) нейтрона из возбуждённого ядра - процесс быстрый ($t < 10^{-16}$ сек), однако он запаздывает по отношению к моменту делений ядра на время, которое может достигать десятков сек; нейтроны, испускаемые при этом, называются запаздывающими нейтронами.

Среднее число нейтронов $\bar{\nu}$, испускаемых за один акт деления, зависит от массового числа делящегося ядра и растёт с ростом Z . Если для ядра ^{240}Pu $\bar{\nu} = 2,2$, то для ^{252}Cf $\bar{\nu} = 3,8$. Так как ^{252}Cf к тому же достаточно быстро распадается (по отношению к спонтанному делению $T = 85$ лет, однако реально его время жизни определяется α -распадом и составляет 2,64 года), то он является интенсивным источником нейтронов.

Образующиеся при делении β -радиоактивны и могут испускать нейтроны. Это очевидно из рассмотрения соотношения между числом нейтронов и протонов в различных стабильных ядрах периодической системы (**Табл. 6**).

Табл. 6. Соотношение нейтронов-протонов в некоторых ядрах

Ядро	$^8\text{O}^{16}$	$^{47}\text{Ag}^{108}$	$^{56}\text{Ba}^{137}$	$^{92}\text{U}^{238}$
N/Z	1,0	1,3	1,45	1,6

Видно, что осколки деления в момент их образования перегружены нейтронами, т.к. они образуются из урана, имеющего $N/Z = 1,6$. Такие ядра должны проявлять β -активность, причём ввиду очень большого избытка нейтронов продукты радиоактивного распада будут также β -радиоактивными и т.д., так что осколки деления дают начало достаточно длинным цепочкам из радиоактивных ядер. Таким образом, часть энергии деления освобождается в виде энергии β -распада – Q_β . Кроме того, часть избыточных нейтронов испускается непосредственно из осколков в виде нейтронов деления, или вторичных нейтронов, которые также уносят некоторую часть деления Q_n .

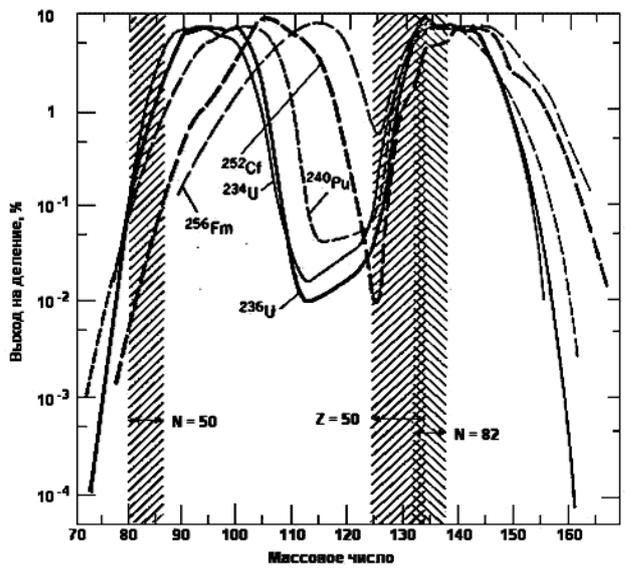


Рис. 9. Массовые распределения осколков деления тепловыми нейтронами ^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu и спонтанного деления ^{252}Cf , ^{256}Fm . Заштрихованные области указывают приблизительное расположение ядер с замкнутыми оболочками.

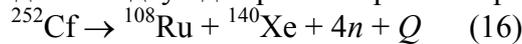
Разнообразие вариантов осколочных пар не позволяет дать определённые однозначные правила смещения по периодической системе при спонтанном делении; с наибольшей вероятностью реализуется несимметричное деление на тяжёлый и лёгкий осколки, заряды и массы которых составляют примерно 60% и 40% от заряда и массы делящегося ядра. Кинетическая энергия осколков деления сравнительно мало зависит от энергии возбуждения делящегося ядра, так как излишняя энергия обычно, идет на возбуждение внутреннего состояния осколков.

делящегося ядра, так как излишняя энергия обычно, идет на возбуждение внутреннего состояния осколков.

На **Рис. 9** показаны массовые распределения осколков деления ^{234}U и более тяжелых ядер. Видно, что массовые распределения тяжелых осколков близки, в то время как средняя масса легких осколков меняется от ~ 90 у ^{234}U до ~ 114 у ^{256}Fm .

Средняя масса лёгкой группы практически линейно растет с ростом массы делящегося ядра, в то время как средняя масса тяжелой группы остается практически неизменной ($A \approx 140$). Таким образом, практически все добавочные нуклоны идут в лёгкие осколки. На **Рис. 9** заштрихованы области ядер с магическими числами протонов и нейтронов. Для $Z=50$ стабильным ядрам соответствует $Z/A \approx 0.4$ ($A=125$). Нейтроноизбыточные осколки деления имеют Z/A до ~ 0.38 ($A=132$), т.е. около 7 «лишних» нейтрона. Как раз на краю тяжелой группы осколков находится дважды магическое ядро ^{132}Sn ($Z=50, N=82$). Это исключительно стабильная конфигурация определяет нижний край массового распределения тяжелых осколков. Для легких осколков этого эффекта нет. Массовое распределение легких осколков практически не попадает в область даже одного магического числа $N=50$ и существенно меньше определяется оболочечными эффектами. Оно формируется из нуклонов «оставшихся» после формирования тяжелого осколка.

При делении ядра обычно образуются два осколка с массовыми числами A_1 и A_2 и зарядами Z_1 и Z_2 , а также γ -излучение, нейтрино и в среднем от двух до трех нейтронов. Примером может служить реакция:



Ядра одного типа могут делиться различным образом (например, при делении урана могут возникнуть ^{56}Ba - ^{36}Kr , ^{54}Xe - ^{38}Sr и т.п.).

После деления ядер урана сначала возникают изотопы элементы с большим избытком нейтронов, так что новорожденные изотопы йода, теллура, сурьмы, селена очень радиоактивны. Путем β -распада они освобождаются от избыточных нейтронов: при испускании β -частицы число нейтронов в ядре уменьшается, а протонов увеличивается на единицу. Но одного β -распада недостаточно для ликвидации избытка нейтронов. В конце концов получаются стабильные изотопы ксенона и криптона в соотношениях, типичных для деления ^{235}U под действием медленных нейтронов или спонтанного деления ^{238}U .

Деление ядер происходит не симметрично: отношение масс легкого и тяжелого осколков (продуктов деления) равно примерно 2/3 (двугорбая массовая кривая, **Рис. 10**). Деление ядра урана не всегда идет одинаково. Коэффициент уменьшения массы у ядер среднего размера отличается не сильно, и в одном случае ядро может разделиться в одной точке, а в другом случае - в другой. Как результат, образуется множество различных радиоизотопов в зависимости от того, каким именно образом прошло деление ядра. В результате образования относительно небольших продуктов деления уран превращается в один из элементов, соотношение n/p которых меньше. Для образования ядер продуктов деления нужно меньше нейтронов, чем есть в ядре исходного атома урана, и эти избыточные нейтроны высвобождаются. Поэтому в результате деления ядра каждый атом урана высвобождает два-три нейтрона.

Возникающие радиоактивные изотопы снова претерпевают β -распад: образуются цепочки последовательно распадающихся изотопов, например:

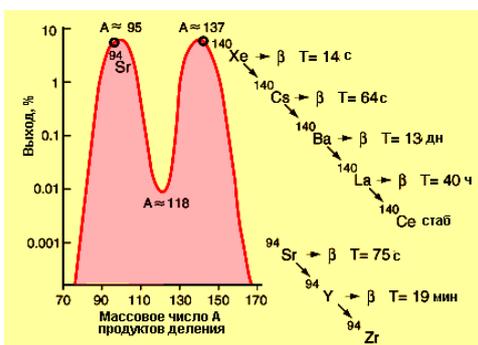
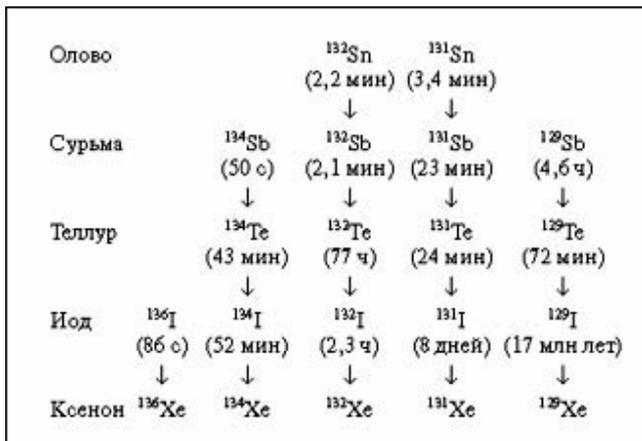
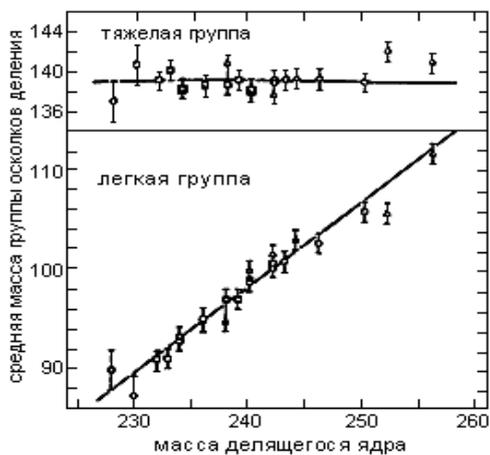


Рис. 10. Распределение продуктов деления урана по массам и цепочки β -распада продуктов деления.

Ядро стремится разделиться таким образом, чтобы основная часть нуклонов осколка образовала устойчивый магический остов. На **Рис. 10** приведено распределение по массам при делении ^{235}U . Наиболее вероятная комбинация массовых чисел - 95 и 139. Отношение числа нейтронов к числу протонов в ядре ^{235}U равно 1.55, в то время как у стабильных элементов, имеющих массу, близкую к массе осколков деления, это отношение 1.25-1.45. Следовательно, осколки деления

сильно перегружены нейтронами и неустойчивы к β^- -распаду - радиоактивны.

Деление называется асимметричным, когда отношение масс наиболее часто возникающих осколков $\sim 1,5$. По мере увеличения энергии возбуждения ядра всё большую роль начинает играть симметричное деление на два осколка с примерно равной массой. Для некоторых спонтанно делящихся ядер (U, Pu) характерно асимметричное деление, но по мере увеличения A деление приближается к симметричному. Наиболее отчётливо это проявляется у ^{256}Fm . Значительно реже наблюдается деление на три осколка, обычно сопровождающееся испусканием α -частицы, ядер ^6He , ^8He , Li, Be и др. Предельный случай - деление на 3 равных осколка - наблюдался при бомбардировке ядер ускоренными тяжёлыми ионами (^{40}Ar и др.).



Массовые распределения тяжелых осколков близки, в то время как средняя масса легких осколков меняется от ~ 90 у ^{234}U до ~ 114 у ^{256}Fm (Рис. 11).

Рис. 11. Зависимость средних масс лёгкой и тяжёлой групп осколков от массы делящегося ядра.

Деление тяжёлых ядер сопровождается выделением энергии. В тяжёлых ядрах из-за больших сил электростатического расталкивания нуклоны связаны друг с другом слабее, чем в осколках - ядрах середины периодической системы элементов.

Поэтому масса тяжёлого ядра больше суммы масс образующихся осколков. Разница в массах соответствует энергии, выделяемой при делении. Значительная часть этой энергии выделяется в виде кинетической энергии осколков, равной энергии электростатического отталкивания двух соприкасающихся осколков в момент разрыва ядра на две части. Суммарная кинетическая энергия осколков несколько увеличивается по мере возрастания Z делящегося ядра и составляет для ядер урана и трансурановых элементов величину ~ 200 МэВ. Осколки быстро тормозятся в среде, вызывая её нагревание, ионизацию и нарушая её структуру. Преобразование кинетической энергии осколков деления в тепловую энергию (нагревание ими окружающей среды) является основой использования ядерной энергии.

2.5 Спонтанное деление из изомерного состояния

Делящиеся изомеры - изомерные состояния ядер с высокой вероятностью спонтанного деления ядер. Известно 30 ядер (изотопы U, Pu, Am, Cm, Bk), для которых вероятность спонтанного деления в изомерном состоянии больше, чем в основном, в 10^{26} раз. Очевидно, форма ядра в таком состоянии более вытянута, чем в основном. Современная рабочая модель делящихся изомеров основывается на идее двугорбого барьера деления (Рис.12).



Рис. 12. Предполагаемая форма потенциального барьера в случае спонтанного деления из изомерного состояния. По оси абсцисс отложена степень отклонения ядра от сферической формы (степень вытянутости).

Для некоторых нуклидов с зарядовым числом от 92 до 97 (от урана до берклия) обнаружены возбуждённые состояния (метастабильные, возбуждённые состояния) с малым периодом полураспада по спонтанному делению. Вероятность спонтанного деления для этих состояний в 10^{26} раз превосходит вероятность спонтанного деления для основных состояний соответствующих ядер.

Это - спонтанно делящиеся изомеры. Примером является возбужденное ядро ^{242}Am , основным способом распада которого является спонтанное деление с периодом полураспада 14 мс. Существуют 30 ядер (изотопы U, Pu, Am, Cm, Bk), для которых вероятность спонтанного деления в изомерном состоянии больше, чем в основном, в 10^{26} раз. Форма ядра в этом изомерном состоянии сильно отличается от формы ядра в основном состоянии (изомерия формы ядра). Явления спонтанного деления из изомерного состояния и наличие подбарьерных делительных резонансов объясняются моделью, учитывающей формирование нуклонных оболочек у сильно деформированных ядер. Она приводит к форме барьера деления, показанной на Рис. 12, с дополнительным минимумом потенциальной энергии при деформации ядра.

Существование этого минимума объясняет природу спонтанно делящихся изомеров. Нижнее состояние во второй потенциальной яме на барьере деления должно быть изомерным. (Подобные состояния характеризуются высокой степенью деформации и называются **изомерами формы**). Электромагнитные

переходы из этого состояния в основное (лежащее в первой яме) должны быть запрещены из-за потенциального барьера, разделяющего обе потенциальные ямы. В то же время барьер деления для изомерных состояний мал, и это объясняет высокую вероятность спонтанного деления изомеров. При возбуждении ядра до энергии чуть ниже высоты барьера, разделяющего две потенциальные ямы, начинается сильное смешение состояний с разной равновесной деформацией. Смешение состояний с разной формой ядра приводит к появлению групп делительных резонансов, разделённых расстояниями, равными расстояниям между уровнями составного ядра в седловой точке.

Таким образом, высокая вероятность спонтанного деления изомеров формы объясняется значительно меньшей шириной барьера деления - делению из второй потенциальной ямы препятствует только внешний пик барьера деления. В свою очередь, внутренний пик препятствует гамма-переходу в основное состояние ядра. Поэтому основной модой распада изомеров формы является спонтанное деление - эти изомеры известны у 35 нуклидов актинидов, и лишь для двух из них (^{236m}U и ^{238m}U) наблюдается изомерный гамма-переход.

Энергия изомеров формы составляет от 2 до 4 МэВ, соответствуя минимуму энергии во второй потенциальной яме. Периоды полураспада - от наносекунд до миллисекунд. Наибольший период полураспада - 14 мс - наблюдается у ^{242m}Am , открытого первым из изомеров формы. Спонтанно делящиеся изомеры имеют сравнительно большую энергию возбуждения. Одновременно имеет место запрет на распад этого состояния путём излучения γ -квантов.

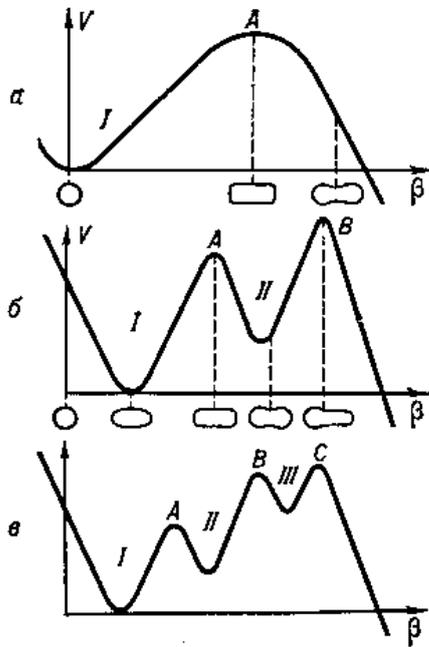


Рис. 13. Потенциальная энергия ядра как функция параметра β , характеризующего его деформацию в процессе деления. Внизу – схематическое изображение эволюции формы ядра в процессе деления.

Как уже упоминалось, при большой энергии возбуждения потенциальная энергия ядра ведёт себя подобно энергии деформации равномерно заряженной жидкой капли. Чтобы ядру разделиться, т.е. приобрести форму, предшествующую разрыву, оно должно преодолеть энергетический барьер *A*, называемый барьером деления (**Рис. 13а**). Эту энергию в случае вынужденного деления ядро получает извне, например, при захвате нейтрона. В случае спонтанного деления происходит туннельное просачивание через барьер.

Современная оболочечная модель ядра предсказывает, что энергетический барьер может быть не только одnogорбым, но двугорбым, трёхгорбым и даже иметь более сложную форму.

Когда энергия возбуждения ядра невелика, квантовые оболочечные эффекты приводят к осцилляциям потенциальной энергии относительно параметра деформации ядра. При этом барьер деления приобретает двугорбый (**Рис. 13б**) или трёхгорбый (**Рис. 13в**). Такое поведение потенциальной энергии ядра позволяет объяснить как существование спонтанно делящихся изомеров, так и широких резонансов в зависимости сечения деления от энергии возбуждения ядра, а также группирование уровней составного ядра, обладающих большой делительной шириной.

Если проницаемость барьеров *A* и *B* невелика, то состояния ядра можно классифицировать по их принадлежности либо к яме I, либо к яме II. В свою очередь, состояния, принадлежащие определённой яме, как состояния сложной многочастичной структуры, можно разделить на простые (одночастичные) и коллективные состояния (вибрационные уровни). Основным состоянием делящегося ядра является наинизшее состояние в яме I, в то время, как наинизшее состояние в яме II соответствует спонтанно делящемуся изомеру. Состояния, принадлежащие яме II, имеют большую делительную ширину,

определяемую проницаемостью наружного барьера *B*. Это означает, что ядро в этих состояниях может находиться достаточно долго, пока благодаря туннельному переходу через барьер *B* оно разделится на два осколка. Распад спонтанно делящегося изомера в основное состояние ядра с излучением γ -квантов запрещён из-за малой проницаемости внутри барьера *A*.

Рис. 14. Положение известных спонтанно делящихся изомеров на карте нуклидов.



Широкий резонанс в сечении деления обусловлен связью сложных состояний ядра в яме I с колебательными состояниями в яме II. Расщепление этого резонанса на ряд более узких обусловлено состояниями ядра на вершине барьера B с различными значениями углового момента ядра I и его проекции K на ось симметрии ядра. Делящееся ядро на вершинах барьеров A и B имеют разные переходные состояния, свойства которых обусловлены формой ядра. На барьере A ядро не обладает аксиальной симметрией, т.е. величина K не сохраняется, но зато есть зеркальная симметрия относительно плоскости, перпендикулярной наибольшей оси ядра. На барьере B ядро имеет аксиальную симметрию, так что K сохраняется, но нарушена зеркальная симметрия (грушевидная форма ядра). Здесь уже существует асимметрия масс будущих осколков. Поэтому на барьере B состояния ядра с разной чётностью имеют разную энергию. Эти особенности формы ядра на вершине барьеров A и B играют важную роль при теоретическом описании распределений осколков деления. Характер зависимости сечения деления от энергии возбуждения ядра E^* ядра при малых E^* сильно изменяется от ядра к ядру, т.к. вероятность деления зависит от положения уровней в яме II и их структуры.

Недавно обнаружено спонтанное тройное холодное деление ядра ^{252}Cf . Удалось зарегистрировать самопроизвольный развал этого ядра на три осколка - ^{10}Be , ^{96}Sr и ^{146}Ba . Холодное деление также называют безнейтронным. Здесь осколки или сразу образуются в основном состоянии, или возбуждены слабо, так что испускают только γ -кванты небольших энергий, а нейтроны испустить не могут. Поэтому практически вся высвобождающаяся энергия переходит в кинетическую энергию осколков. Холодное двойное деление интересно тем, что представляет собой как бы промежуточный процесс между обычным спонтанным делением и испусканием ядром тяжёлого кластера. Во втором процессе массы двух фрагментов различаются очень сильно (в 6-10 раз), и его природа кажется близкой к природе давно известного α -распада.

По своим основным характеристикам: величине выделяемой энергии (200 МэВ), виду спектра масс осколков, числу и энергии вторичных нейтронов (мгновенных – испускаемых в момент деления и запаздывающих – вылетающих после β^- -распада осколков) – спонтанное деление очень схоже с делением тяжёлых ядер под действием нейтронов. Такое деление мы рассмотрим в следующей лекции.

3. ПРОТОННАЯ РАДИОАКТИВНОСТЬ

В открытии новых типов распада существенную роль сыграли пучки радиоактивных ядер. Ранее для синтеза новых элементов на ускорителях использовались стабильные изотопы, поскольку короткоживущие радионуклиды невозможно накопить в достаточно больших количествах. Эту трудность удалось преодолеть путем использования двух последовательных ускорителей: на первом ускорителе стабильные ионы ускоряются до сверхвысоких энергий (100 МэВ – 10 ГэВ) и направляются на мишень, в мишени идут реакции фрагментации, в результате которых образуются многочисленные продукты, в том числе – радиоактивные ядра. Эти продукты за счёт энергии отдачи выбрасываются из мишени. После сепарации по массе и энергии, требуемый радионуклид попадает во второй ускоритель, где разгоняется до высокой энергии и попадает на вторую мишень. Такая схема вовлекла в сферу ядерной физики намного большее число изотопов, позволило синтезировать экзотические ядра (сильно нейтроноизбыточные или нейтронодефицитные), многие из которых претерпевают экзотические типы распада.

В частности, было обнаружено, что в тех случаях, когда энергия β -распада Q_β превышает энергию связи нейтрона (B_n), протона (B_p) или α -частицы (B_α) в дочернем ядре – продукте распада, возникает возможность сложного радиоактивного превращения: ядро – продукт β -распада – образуется в возбуждённом состоянии ($E^* > B_n, B_p$ или B_α) и немедленно выбрасывает «запаздывающий» нейтрон, протон или α -частицу.

Для очень нейтронодефицитного (то есть, обогащённого протонами) ядра, значения энергии распада с эмиссией протона, Q_p , становятся положительными. Основанная на капельной модели линия, описывающая местоположение ядер, где Q_p становится положительным для распада из основного состояния, показана на **Рис. 15**. Ядра, расположенные слева от этой линии способны к протонной радиоактивности.

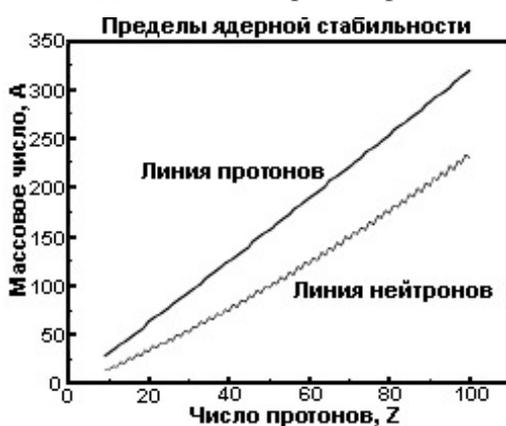


Рис. 15. Границы протонной (1) и нейтронной (2) стабильности, рассчитанные по капельной модели.

Начиная с 50-х годов физики методично приближались к открытию протонной радиоактивности ядер. Для того чтобы ядро, находящееся в основном состоянии, могло самопроизвольно испускать протон, необходимо, чтобы энергия отделения протона от ядра была положительной. Протонную

радиоактивность открыли в 1982 немецкие физики в Дармштадте, использовавшие самый мощный в мире ускоритель многозарядных ионов. Испускание протонов из основного состояния впервые наблюдалось для ядер ^{147}Tm и ^{151}Lu .

Протонная радиоактивность - самопроизвольный распад нейтронодефицитных ядер с испусканием протона, проникающего сквозь кулоновский электростатический барьер путём туннельного эффекта. Этот вид распада приводит к уменьшению заряда и массового числа на единицу.

Испускание протонов из основного состояния ядра обнаружено для многих ядер, расположенных вблизи границы протонной стабильности ($V_p=0$). Излучателями протонов из основного состояния являются ядра ^{151}Lu ($T_{1/2}=85$ мс), ^{113}Cs ($T_{1/2}=958$ мс), ^{147}Tm ($T_{1/2}=1050$ мс) и др.

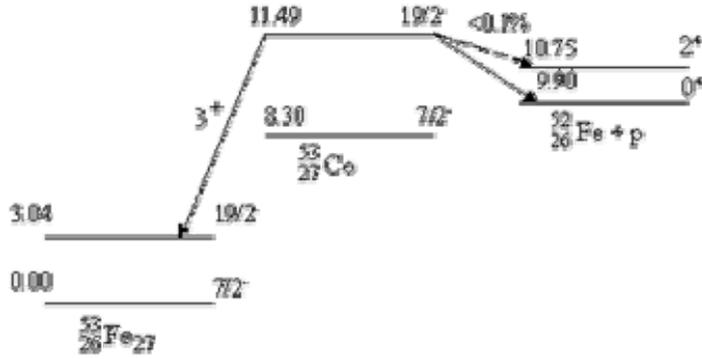
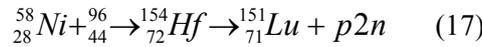
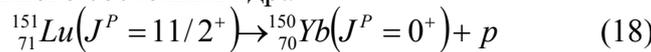


Рис. 16. Протонная радиоактивность изомерного состояния ^{53m}Co

Для экспериментального наблюдения протонного распада было исследовано большое число изотопов, расположенных вблизи границы с нулевой энергией отделения протона. С этой целью различные стабильные изотопы от эрбия ($Z=68$) до висмута ($Z=83$) облучались ускоренными ионами ^{58}Ni и ^{90}Mo . В реакции, идущей с образованием составного ядра ^{154}Hf



в энергетическом спектре вылетающих частиц, была обнаружена монохроматическая линия с энергией 1.19 МэВ. Анализ результатов эксперимента показал, что наблюдаемую линию следует приписать распаду изотопа ^{151}Lu с испусканием протона из основного состояния ядра



В дальнейшем протонная радиоактивность была открыта у ядер ^{109}I и ^{113}Cs . Использование кремниевых поверхностных детекторов дало целую группу протонных излучателей в диапазоне $Z=69 - 75$ ^{146}Tm , ^{150}Lu , ^{156}Ta и ^{160}Re . Сегодня известно свыше 30 изотопов, испускающих протоны из основного состояния ядер с $Z>50$ от ^{105}Sb до ^{177}Tl .

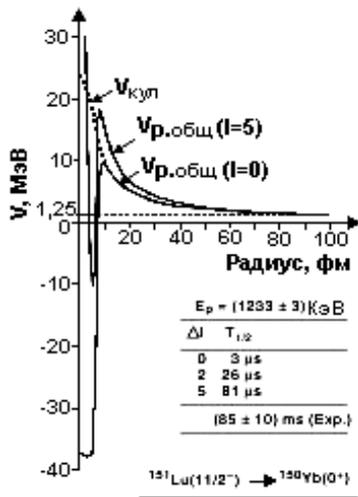


Рис. 17. Потенциал для вычисления периода протонного полураспада ^{151}Lu .

Протонный распад похож на α -распад, но в каком-то смысле проще, поскольку α -частица, прежде чем вылететь из ядра, должна сформироваться в нём, а протону это не нужно. Ситуация иллюстрирует **Рис. 17** для протонного излучателя ^{151}Lu . Энергии протонов даже для тяжёлых ядер низки ($E_p=1-2$ МэВ) а барьеры, которые надо преодолеть, весьма толсты ($R_{\text{out}}=80$ фм).

Изучение каналов распада ядер вблизи границы протонной стабильности обнаруживает ряд интересных закономерностей.

Выявлены случаи, когда оба легчайших изотопа данного элемента являются излучателями протонов ($^{150,151}\text{Lu}$, $^{146,147}\text{Tm}$).

Выявлен случай, когда легчайший изотоп ^{108}I является α -излучателем, в то время как более тяжёлый изотоп ^{109}I испускает протоны из основного состояния.

Измерения протонного распада затруднены из-за низких энергий и коротких периодов полураспада. Часто, к протонному распаду примешиваются α -распады (**Рис. 18**), что ещё больше усложняет ситуацию.

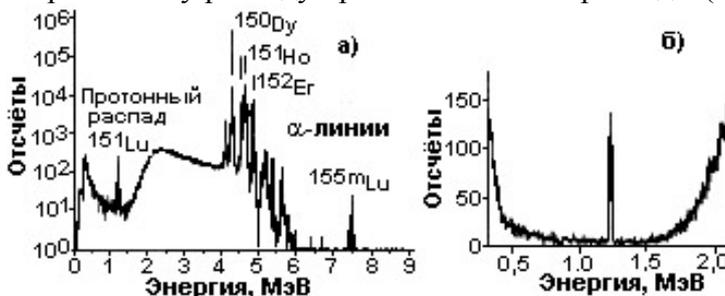


Рис. 18. (а) Энергетический спектр, полученный в ходе облучения ^{96}Ru мишени 261 МэВ ^{58}Ni ионами. (б) Расширенная часть спектра, показывающая протонную линию от 151 моды ядерного распада.

Испускание протонов из изомерного состояния впервые было обнаружено на ядре ^{53}Co . Изотоп ^{53}Co получался путем бомбардировки изотопа ^{54}Fe протонами, ускоренными до 53 МэВ в реакции $^{54}\text{Fe}(p,2n)^{53}\text{Co}$. Была обнаружена протонная радиоактивность с периодом полураспада 243 мс и энергией протонов 1.59 МэВ. Испускание протонов происходило из изомерного состояния ядра ^{53m}Co с энергией 3.19 МэВ с образованием конечного ядра ^{52}Fe в основном состоянии (Рис. 16). Основным видом распада из изомерного состояния - β^+ -распад. Это происходит потому, что β^+ -распад ядра ^{53m}Co -сверхразрешенный, так как образующееся в результате β^+ -распада ядро ^{53}Fe является «зеркальным» по отношению к ^{53}Co . Доля распадов с испусканием протонов составляет около 1.5%, что соответствует парциальному периоду полураспада 16 с.

Измерения протонного распада затруднены из-за низких энергий и коротких периодов полураспада. Часто, к ним примешиваются α -распады (Рис. 18).

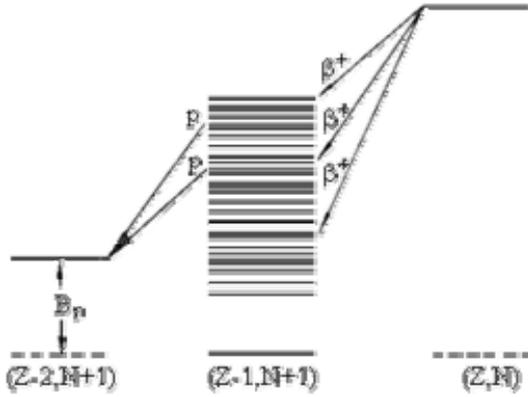
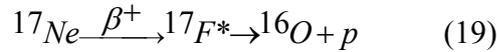


Рис. 19. Испускание запаздывающих протонов.

Уменьшение энергии отделения протона при продвижении в область протоно-избыточных изотопов делает возможным радиоактивные распады с испусканием запаздывающих протонов. Исходное ядро (Z, N) в результате β^+ -распада или e -захвата превращается в ядро $(Z-1, N+1)$. Если энергия возбуждения E^* ядра $(Z-1, N+1)$ больше энергии отделения протона B_p , то открыт канал распада возбужденного состояния ядра $(Z-1, N+1)$ с испусканием протона.

Исходное ядро (Z, N) в результате β^+ -распада или e -захвата превращается в ядро $(Z-1, N+1)$. Если энергия возбуждения E^* ядра $(Z-1, N+1)$ больше энергии отделения протона B_p , то открыт канал распада возбужденного состояния ядра $(Z-1, N+1)$ с испусканием протона

Пример испускания запаздывающих протонов



В настоящее время известно свыше 70 β^+ -радиоактивных ядер, излучателей запаздывающих протонов. В Табл. 7 приведены характеристики некоторых из них. В случае легких ядер область протонных излучателей находится относительно близко от долины стабильности. Поэтому излучатели запаздывающих протонов получают в реакциях типа $(p, 2-3n)$, $(^3\text{He}, 2-3n)$.

Табл. 7. Излучатели запаздывающих протонов

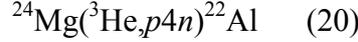
Изотоп	$T_{1/2}$, с	$Q_b - E_p$, Мэв	$*P_p$, %	Реакция
^9C	0.126	16.68	100	$^{10}\text{B}(p,2n), ^7\text{Be}(^3\text{He},n)$
^{13}O	0.09	15.81	12	$^{14}\text{N}(p,2n)$
^{21}Mg	0.121	10.66	20	$^{23}\text{Na}(p,3n), ^{20}\text{Ne}(^3\text{He},2n)$
^{33}Ar	0.174	9.32	63	$^{32}\text{S}(^3\text{He},2n), ^{35}\text{Cl}(p,3n)$
^{109}Te	4.4	7.14	3	$^{92}\text{Mo}(^{20}\text{He},3n), ^{96}\text{Ru}(^{16}\text{O},3n)$
^{111}Te	19.3	5.1	0.12	$^{102}\text{Po}(^{12}\text{C},3n), ^{98}\text{Ru}(^{16}\text{O},3n)$
^{114}Cs	0.7	8.8	$7 \cdot 10^{-2}$	$\text{La}(p,3pxn)$
^{115}Cs	1.4	5.41	$7 \cdot 10^{-4}$	$\text{La}(p,3pxn)$
^{116}Cs	3.9	6.45	$6.6 \cdot 10^{-3}$	$^{92}\text{Mo}(^{32}\text{S},3p5n)$
^{118}Cs	16	4.7	$4.4 \cdot 10^{-4}$	$\text{La}(p,3pxn)$
^{120}Cs	58	2.73	$7 \cdot 10^{-8}$	$\text{La}(p,3pxn)$
^{181}Hg	3.6	6.15	$1.8 \cdot 10^{-2}$	$\text{Pb}(p,3pxn)$
^{183}Hg	8.8	5.00	$3.1 \cdot 10^{-4}$	$\text{Pb}(p,3pxn)$

* P_p - вероятность распада по протонному каналу

В последнее время (2005) появились сообщения, что у некоторых протонообогащенных (нейтронодефицитных) ядер наблюдается распад с вылетом нескольких протонов и более тяжелых заряженных частиц.

Испускание двух **запаздывающих** протонов было обнаружено при β^+ -распаде изотопа ^{22}Al . Эксперимент выполнен на пучке ускоренных ионов ^3He с энергией 110 МэВ.

Изотоп ^{22}Al образовывался в реакции:



и далее распадался по цепочке

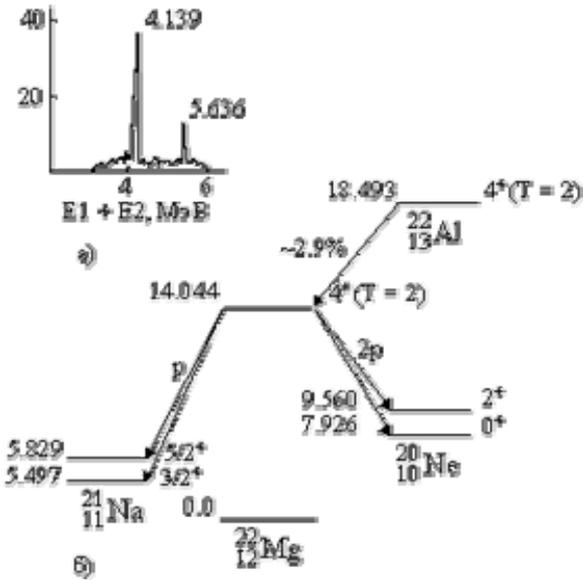
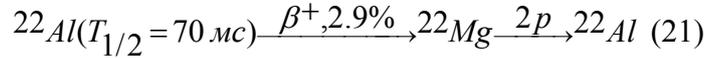
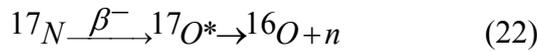


Рис. 20. Испускание двух запаздывающих протонов при β^+ -распаде ^{22}Al . а - спектры протонов в режиме совпадений, б - цепочка распадов ^{22}Al

В.И.Гольданский предсказал двупротонную радиоактивность (одновременное испускание ядром двух протонов). Сейчас известен двупротонный распад возбужденного состояния ядра ^{14}O (7.77 МэВ), образовавшегося в реакции $^{13}\text{N}(p, \gamma)$. Ожидается открытие испускания дипротона - ^2He из основного состояния ядра. Однако до сих пор оно не состоялось несмотря интенсивный поиск.

4. НЕЙТРОННАЯ РАДИОАКТИВНОСТЬ

Испускание нейтрона может происходить в цепочке распада, когда энергия возбуждения дочернего ядра превышает энергию связи нейтрона. При этом массовое число уменьшается на единицу. Пример испускания запаздывающих нейтронов



Бета-распад может приводить к образованию ядер в возбужденных состояниях с энергией больше энергии отделения нейтрона. Распад этих состояний может происходить с эмиссией нейтронов. В настоящее время известно свыше 150 ядер излучателей запаздывающих нейтронов. Часть их приведена в **Табл. 8**. В последнем столбце таблицы указаны характерные реакции, в которых образуются излучатели запаздывающих нейтронов. Область ядер, в которой могут располагаться излучатели запаздывающих нейтронов оценивается на основе масс атомных ядер. Она простирается от самых легких ядер до тяжелых. Вероятность испускания запаздывающих нейтронов P_n зависит от степени заселения в ядре $(Z+1, N-1)$ состояний выше нейтронного порога B_n и конкуренции между распадами этих состояний с испусканием нейтронов и γ -квантов.

Табл. 8. Излучатели запаздывающих нейтронов

Изотоп	$T_{1/2}, \text{с}$	$Q_b - E_n, \text{МэВ}$	$P_n, \%$	Реакция
^{11}Li	0.009	22.5	82 ± 7	$p(600 \text{ МэВ}) + \text{U} \rightarrow \text{фрагментация}$
^{13}B	0.0174	8.5	0.26 ± 0.04	$t + ^{11}\text{B} \rightarrow ^{13}\text{B} + p$
^{17}N	4.16	4.5	95 ± 1	$d + (^{16}\text{O} + ^{37}\text{Cl})$
^{27}Na	0.295	1.6	0.08 ± 0.03	$p(\text{ГэВ}) + \text{U} \rightarrow \text{фрагментация}$
^{28}Na	0.036	3.0	0.58 ± 0.12	$p(\text{ГэВ}) + \text{U} \rightarrow \text{фрагментация}$
^{29}Na	0.048	4.8	21 ± 4	$p(\text{ГэВ}) + \text{U} \rightarrow \text{фрагментация}$
^{30}Na	0.055	7.2	26 ± 4	$p(\text{ГэВ}) + \text{U} \rightarrow \text{фрагментация}$

^{31}Na	0.018	11.3	30 ± 8	$p(\text{ГэВ}) + \text{U} \rightarrow \text{фрагментация}$
^{32}Na	0.014	12.2	20 ± 8	$p(\text{ГэВ}) + \text{U} \rightarrow \text{фрагментация}$
^{141}Cs	24.9	0.32	0.05	$n(\text{тепл.}) + ^{235}\text{U} \rightarrow \text{деление}$
^{142}Cs	1.7	1.04	0.28	$n(\text{тепл.}) + ^{235}\text{U} \rightarrow \text{деление}$
^{143}Cs	1.68	1.64	1.13	$n(\text{тепл.}) + ^{235}\text{U} \rightarrow \text{деление}$
^{144}Cs	1.06	1.89	1.1	$n(\text{тепл.}) + ^{235}\text{U} \rightarrow \text{деление}$
^{145}Cs	0.59	2.24	12.1	$n(\text{тепл.}) + ^{235}\text{U} \rightarrow \text{деление}$
^{146}Cs	0.35	2.09	14.2	$n(\text{тепл.}) + ^{235}\text{U} \rightarrow \text{деление}$
^{147}Cs	0.214	2.96	25.4	$n(\text{тепл.}) + ^{235}\text{U} \rightarrow \text{деление}$

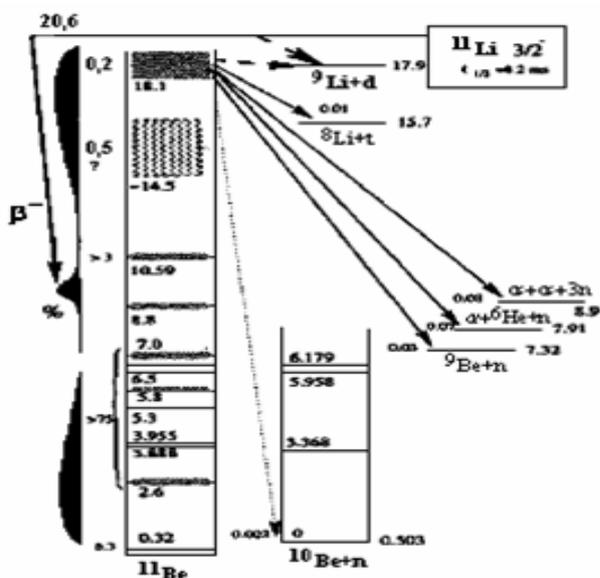
Список изотопов, которые распадаются по нейтронному каналу приведён в Табл. 9.

Табл. 9. Нейтроннестабильные ядра

Ядро	$(N-Z)/A$	Канал распада	Энергия распада, МэВ	Ширина Γ , МэВ
^4H	0.50	$^3\text{H} + n$	3.4	$\cong 3$
^6H	0.67	$^3\text{H} + 3n$	2.7(4)	1.3(5)
^5He	0.20	$^4\text{He} + n$	0.89	0.60(2)
^7He	0.42	$^6\text{He} + n$	0.44	0.16(3)
^9He	0.56	$^8\text{He} + n$	1.14	≤ 1.0
^{10}He	0.60	$^8\text{He} + 2n$	1.07(7)	0.3(2)
^{10}Li	0.40	$^6\text{Li} + n$	0.24(6)	0.17
^{13}Be	0.39	$^{12}\text{Be} + n$	0.80(9)	~ 1.0
^{16}B	0.38	$^{15}\text{B} + n$	0.40(6)	< 0.10

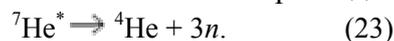
Двунейтронная радиоактивность – не предел: у ядер, сильно обогащенных нейтронами, таких, как ^{11}Li , ^{17}B , наблюдается распад с вылетом 2, 3 и даже 4-х нейтронов! Такие экзотические распады сейчас активно исследуют в поисках систем из связанных 2, 3 и 4-х нейтронов.

Рис. 21. Схематическая диаграмма эмиссии запаздывающих частиц при β -распаде ^{11}Li



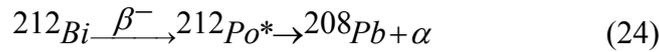
Испускание одного, двух и трех запаздывающих нейтронов наблюдалось при β -распаде ядра ^{11}Li (Рис. 21). Энергия β -распада этого ядра составляет 20,6 МэВ, что превышает пороги отделения одного (0,503 МэВ), двух (7,32 МэВ) и трех (8,9 МэВ) нейтронов из ядра ^{11}Be .

Довольно экзотический канал распада наблюдается у ^7He :



5. ЗАПАЗДЫВАЮЩИЕ α -ЧАСТИЦЫ

Испускание запаздывающих α -частиц наблюдается и среди природных радиоактивных изотопов $^{212}\text{Po}^*$ и $^{214}\text{Po}^*$, например,



Поскольку у этих изотопов не только возбужденное, но и основное состояние ядер оказывается α -активным, то α -распад здесь всегда следует за β -распадом и образование возбужденных продуктов β -распада проявляется лишь в том, что у α -частиц тогда оказывается большая энергия, а стало быть, и большой пробег. Поэтому такие запаздывающие α -частицы получили название длиннопробежных. В таких тяжёлых ядрах, как $^{212}\text{Po}^*$ и $^{214}\text{Po}^*$, вылет даже длиннопробежных α -частиц после β -распада происходит не мгновенно, а за «радиоактивные» времена порядка $10^{-8} - 10^{-10}$ сек. Наиболее яркие примеры испускания длиннопробежных α -частиц, запаздывание которых целиком определяется длительностью предшествующего β -распада, наблюдаются для лёгких ядер, например, ^8Li , ^8B , ^{20}Na , ^{24}Al (распады типа $^{20}\text{Na} \xrightarrow{\beta^-} ^{20}\text{Ne}^* \rightarrow ^{16}\text{O} + ^4\text{He}$), в которых высота электростатического кулоновского барьера невелика.

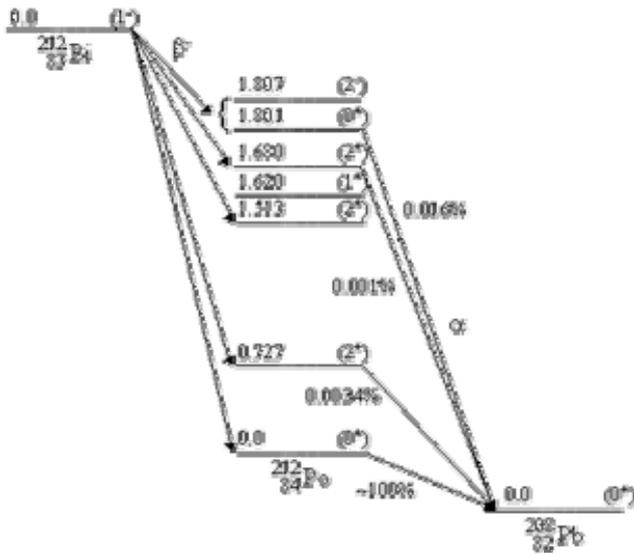


Рис. 22. Схема образования запаздывающих α -частиц.

Суть явления легко понять из Рис. 22, на котором показана схема образования запаздывающих α -частиц при β -распаде ядра ^{212}Bi . В результате β -распада ядра ^{212}Bi происходит образование ядра-изобара ^{212}Po в различных возбужденных состояниях. Ядро ^{212}Po является нестабильным по отношению к α -распаду. Для того, чтобы наблюдалось испускание запаздывающих α -частиц, необходимо, чтобы собственная скорость α -распада была существенно больше скорости предшествующего β -распада. Энергетически испускание запаздывающих α -частиц возможно, если энергия β -перехода Q_β превышает энергию отделения α -частицы в дочернем ядре (B_α), т.е. при $Q_\beta > B_\alpha$.

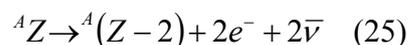
Образование в результате β -распада ядра в возбужденных состояниях увеличивает возможную энергию α -перехода. Вероятность α -распада из возбужденного состояния будет определяться конкуренцией двух процессов: α -распада и γ -распада этого возбужденного состояния. С уменьшением энергии α -частицы уменьшается вероятность туннельного эффекта, определяющего скорость α -распада.

6. ДВОЙНОЙ БЕТА-РАСПАД

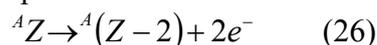
В 1934 Э.Ферми сформулировал теорию бета-распада. Уже через год М.Гепперт - Майер указала на возможность существования двойного бета-распада. Последующее развитие ядерной физики показало, что если число ядер, распадающихся по обычным каналам одиночных электронного и позитронного бета-превращений очень велико, то примеров двойного бета-распада, известных к настоящему моменту, всего несколько. В некоторых случаях, когда для четно-четных ядер невозможен бета-распад на нечетно-нечетное ядро, оказывается энергетически возможным переход с изменением Z на две единицы - двойной бета-распад. Ожидали, что у радионуклидов, распадающихся по двойному бета-распаду будут иметь очень большие периоды полураспада. Эксперимент подтвердил это предположение.

Так у изотопов ^{128}Te и ^{130}Te (их содержание в естественной смеси этого элемента 31.7% и 33.8% соответственно) вероятность двойного бета-распада очень мала, периоды полураспада $T_{1/2}(^{128}\text{Te}) = 7.7 \cdot 10^{28}$ лет, $T_{1/2}(^{130}\text{Te}) = 2.7 \cdot 10^{21}$ лет.

Теория предсказывает возможность двух видов двойного β -распада. Первый – обычный тип с испусканием антинейтрино:



Второй – более экзотический – безнейтринный:



На сегодняшний день достоверно установлено наличие лишь двунейтринного двойного бета-распада, допускаемого классической теорией и потому не представляющего особого интереса. Обнаружение хотя бы

одного примера безнейтринной моды будет означать необходимость пересмотра положений стандартной модели.

Пристальное внимание к этому вопросу происходит по следующим причинам:

Изучение двойного бета-распада - один из способов установления наличия или отсутствия массы покоя у нейтрино. Этот фактор весьма существенен для выбора космологического сценария эволюции нашей вселенной в отдаленном будущем, тесно сопряженного с проблемой скрытой массы, вопросом о гравитационной устойчивости скоплений галактик и рядом других. Необходимо отметить, что существование массы покоя у нейтрино необходимо для возможности нейтринных осцилляций, могущих, в частности, объяснить меньший поток солнечных электронных нейтрино, чем теоретически предсказываемый, если исходить из безмассовости этих частиц.

Исследуя безнейтринный двойной бета-распад, можно подвергнуть проверке закон сохранения лептонного заряда. Только через эту моду распада можно узнать природу массы нейтрино, если таковая имеется. Качественный вопрос об этой массе не менее важен, чем количественный. Одними из наиболее продуктивных считаются эксперименты с изотопом ^{76}Ge , схема распада которого приведена на **Рис. 23**.

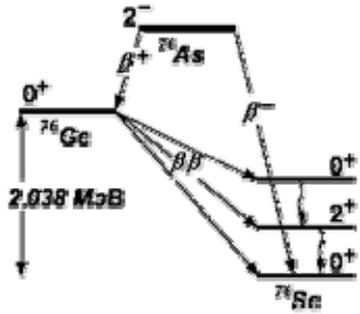
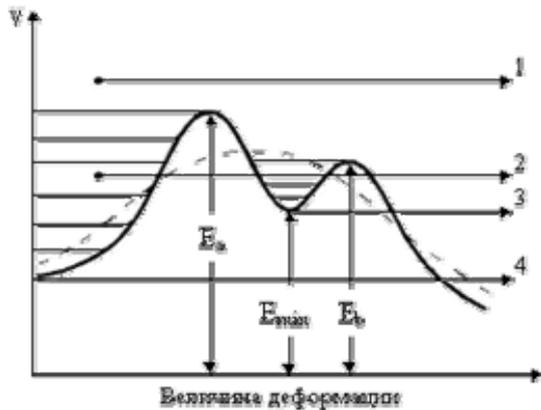


Рис. 23. Схема распада ^{76}Ge .

В 1994 была предпринята попытка обнаружения безнейтринного двойного бета распада упомянутого выше изотопа ^{130}Te . Результаты вкратце можно представить так:

1. Период полураспада изотопа по безнейтринному каналу свыше $(1.8 - 2.8) 10^{22}$ лет. Это на порядок превышает значение, полученное в ранних экспериментах.
2. Доля безнейтринного распада не более 4.4%.
3. Масса нейтрино не превышает 2 - 6 эВ.



7. ЗАПАЗДЫВАЮЩЕЕ ДЕЛЕНИЕ

Запаздывающее деление наблюдается в случае, когда делению ядра предшествует β -распад.

Рис. 24. Изменение полной энергии ядра в зависимости от деформации в модели жидкой капли (штриховая кривая) и с учетом оболочечных эффектов (сплошная кривая): 1 - быстрое деление; 2 - запаздывающее деление; 3 - деление из изомерного состояния; 4 - спонтанное деление

На **Рис. 24** показано, как изменяется полная энергия ядра в зависимости от деформации в модели жидкой капли (штриховая кривая) и с учетом оболочечных эффектов (сплошная кривая). Существенным является то, что появляются две потенциальные ямы, разделенные барьером.

Рассмотрим разные случаи, приводящие к запаздывающему делению.

Энергия уровня E_i меньше энергии отделения нейтрона B_n ($E_i < B_n$). В этом случае произойдет деление ядра, так как ширина радиационных переходов в низшие свободные состояния Γ_γ значительно меньше делительной ширины Γ_f ($\Gamma_\gamma \ll \Gamma_f$).

В случае если $E_i > B_n$, то вероятность деления с уровня E_i будет определяться конкуренцией между испусканием запаздывающих нейтронов и запаздывающим делением $W_f(E_i) = \Gamma_f(E_i) / (\Gamma_\gamma(E_i) + \Gamma_f(E_i))$.

Энергия уровня E_i расположена между энергией второго барьера E_b и энергией второго минимума E_{min} . В этом случае деление происходит из состояний во второй потенциальной яме. При этом если ядро в результате β -распада сразу оказывается в состояниях второй потенциальной ямы, то вероятность запаздывающего деления будут зависеть от вероятности прохождения через барьер второй потенциальной ямы. Если ядро после β -распада оказывается в состоянии первой потенциальной ямы, то вначале оно должно в результате γ -перехода перейти в состояние второй потенциальной ямы и затем только происходит деление. В результате исследований механизма запаздывающего деления сформировалось современное представление о двугорбом барьере деления, зависимости его параметров от N и Z , существенном влиянии ядерных оболочек на энергию деформации ядра.

8. КЛАСТЕРНАЯ РАДИОАКТИВНОСТЬ

Уже в рамках простой капельной модели можно показать, что с точки зрения энергетики многие тяжёлые радионуклиды способны испускать ядра, более тяжёлые, чем α -частица. Контуры значений Q , приведённые на **Рис. 25**, показывают, что многие ядра обладают положительными значениями Q относительно эмиссии иона углерода.

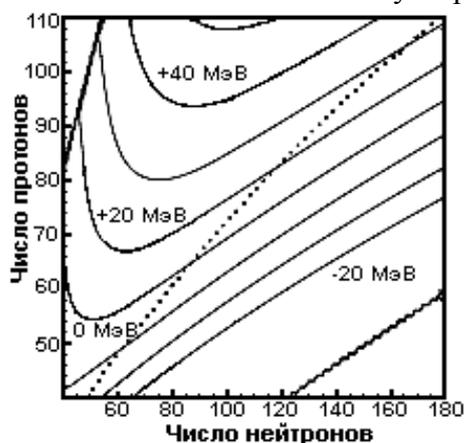
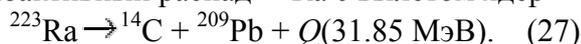


Рис. 25. Контуры значений Q для эмиссии ^{12}C ядер как функция числа протонов и нейтронов, рассчитанные по капельной модели. Пунктир – для 10 МэВ. Контурные кривые показывают линии β -стабильности.

В 1984 двумя независимо друг от друга работающими группами в Англии [H.J.Rose, G.A.Jones] и СССР [Д.В.Александров и др.] был обнаружен радиоактивный распад ^{223}Ra с вылетом ядер ^{14}C .



Кулоновский барьер для кластерного распада весьма велик, поэтому вероятность испускания ядер ^{14}C почти на 10 порядков меньше чем вероятность испускания α -частиц. Испускания ядер ^{12}C не наблюдалось.

Спонтанный вылет ядер ^{14}C был вскоре обнаружен и для других ядер

^{221}Fr , ^{221}Ra , ^{222}Ra . В настоящее время известно свыше 10 изотопов, для которых обнаружена кластерная радиоактивность. Наряду с испусканием ядер ^{14}C наблюдалось испускание ядер ^{24}Ne , ^{28}Mg , ^{32}Si .

Кластерная радиоактивность - явление самопроизвольного испускания ядрами ядерных фрагментов (кластеров) тяжелее, чем α -частица.

В **Табл. 10** приведены экспериментально наблюдаемые случаи кластерного распада. Приводятся исходные ядра, испускаемые кластеры, отношения вероятности испускания кластера к вероятности испускания α -частицы λ_c/λ_α , периоды полураспада относительно испускания кластера. Из приведенных данных видно, что отношение вероятности испускания тяжелого кластера к вероятности испускания α -частицы варьируется в интервале $\sim 10^{-10}$ - 10^{-13} . Однако в отдельных случаях, например, в случае испускания изотопов $^{28,30}\text{Mg}$ оно может достигать до 10^{-17} .

Табл. 10. Экспериментальные результаты по кластерному распаду

Исходное ядро	Испускаемый кластер	Энергия распада, Q , МэВ	λ_c/λ_α (отношение вероятности испускания кластера к вероятности испускания альфа-частицы)	$T_{1/2}$, годы (период полураспада относительно испускания кластера)
^{221}Fr	^{14}C	31.28	$<5 \cdot 10^{-14}$	$>2 \cdot 10^8$
^{221}Ra	^{14}C	32.39	$<1.2 \cdot 10^{-13}$	$>7.4 \cdot 10^6$
^{222}Ra	^{14}C	33.05	$(3.7 \pm 0.6) \cdot 10^{-10}$ $(3.1 \pm 1.0) \cdot 10^{-10}$	
^{223}Ra	^{14}C	31.85	$(8.5 \pm 2.5) \cdot 10^{-10}$ $(7.6 \pm 3.0) \cdot 10^{-10}$ $(5.5 \pm 2.0) \cdot 10^{-10}$ $(4.7 \pm 1.3) \cdot 10^{-10}$ $(6.1 \pm 1.0) \cdot 10^{-10}$	
^{224}Ra	^{14}C	30.54	$(4.3 \pm 1.2) \cdot 10^{-11}$	$(2.3 \pm 0.6) \cdot 10^8$
^{226}Ra	^{14}C	28.21	$(3.2 \pm 1.6) \cdot 10^{-11}$ $(2.9 \pm 1.0) \cdot 10^{-11}$	
^{225}Ac	^{14}C	30,47	$<4 \cdot 10^{-13}$	$>7 \cdot 10^{10}$
^{231}Pa	^{23}F	51,84	$<4 \cdot 10^{-14}$	$>8 \cdot 10^{17}$
^{230}Th	^{24}Ne	57.78	$(5.6 \pm 1.0) \cdot 10^{-13}$	$(1.3 \pm 0.3) \cdot 10^{17}$

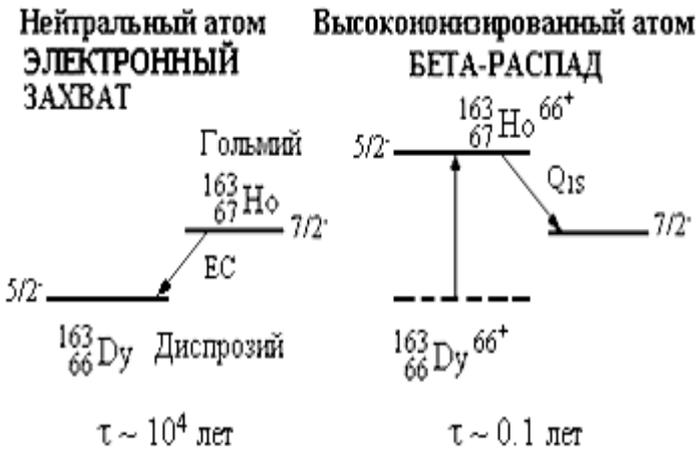
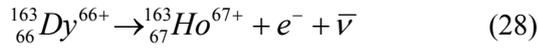
^{232}Th	^{26}Ne	55.97	$<5 \cdot 10^{-11}$	$>3 \cdot 10^{20}$
^{231}Pa	^{24}Ne	60.42	$(3.8 \pm 0.7) \cdot 10^{-12}$	$(8.6 \pm 1.6) \cdot 10^{15}$
^{232}U	^{24}Ne	62.31	$(2.0 \pm 0.5) \cdot 10^{-12}$	$(3.4 \pm 0.8) \cdot 10^{13}$
^{233}U	^{24}Ne ^{25}Ne	60.50 60.85	$(7.5 \pm 2.5) \cdot 10^{-13}$ $(5.3 \pm 2.3) \cdot 10^{-13}$	
^{234}U	^{24}Ne ^{26}Ne	58.84 59.47	$(4.4 \pm 0.5) \cdot 10^{-13}$ $(3.9 \pm 1.0) \cdot 10^{-13}$	
^{235}U	^{24}Ne ^{25}Ne ^{26}Ne	57.36 57.83 58.11	$<5 \cdot 10^{-12}$	$>1.4 \cdot 10^{20}$
^{236}U	^{24}Ne ^{26}Ne	55.96 56.75	$<4 \cdot 10^{-12}$	$>6 \cdot 10^{18}$
^{234}U	^{28}Mg	74.13	$(1.4 \pm 0.2) \cdot 10^{-13}$ $(2.3 \pm 0.7) \cdot 10^{-13}$	
^{235}U	^{28}Mg	72.20	$<8 \cdot 10^{-13}$	$>9 \cdot 10^{20}$
^{236}U	^{30}Mg	72.51	$<4 \cdot 10^{-12}$	$>6 \cdot 10^{18}$
^{237}Np	^{30}Mg	75.02	$<4 \cdot 10^{-14}$	$>5 \cdot 10^{19}$
^{236}Pu	^{28}Mg	79.67	$\sim 2 \cdot 10^{-14}$	$\sim 1.5 \cdot 10^{14}$
^{238}Pu	^{28}Mg ^{30}Mg	75.93 77.03	$(5.6^{+4.4}_{-2.5}) \cdot 10^{-17}$	$\sim 1.5 \cdot 10^{18}$
	^{32}Si	91.21	$(1.4^{+0.6}_{-0.4}) \cdot 10^{-16}$	$\sim 6.5 \cdot 10^{17}$
^{240}Pu	^{34}Si	90.95	$<1.3 \cdot 10^{-13}$	$>5 \cdot 10^{16}$
^{241}Am	^{34}Si	93.84	$<5 \cdot 10^{-15}$ $<3 \cdot 10^{-12}$ $<4.2 \cdot 10^{-13}$ $<7.4 \cdot 10^{-16}$	$>9 \cdot 10^{16}$ $>1.4 \cdot 10^{14}$ $>1.0 \cdot 10^{15}$ $>5.8 \cdot 10^{17}$

Таким образом, очень большой избыток нейтронов в некоторых ядрах способствует эмиссии лёгких нуклидов, обогащенных нейтронами.

9. БЕТА-РАСПАД ПОЛНОСТЬЮ ИОНИЗИРОВАННОГО АТОМА

Накопители тяжелых ионов открывают принципиально новые возможности в исследовании свойств экзотических ядер. В частности, они позволяют накапливать и в течение длительного времени использовать полностью ионизованные атомы – «голые» ядра. Таким образом, становится возможным исследовать свойства атомных ядер, избавленных от кулоновского воздействия внешней электронной оболочки.

Необычный распад был впервые обнаружен в 1992 году. Речь идёт о β^- -распаде полностью ионизированного атома на связанные атомные состояния. Ядро диспрозия, ^{163}Dy , на $N-Z$ диаграмме атомных ядер помечено черным цветом. Это означает, что оно является стабильным ядром. Действительно, входя в состав нейтрального атома, ядро ^{163}Dy стабильно. Его основное состояние ($5/2^+$) может заселяться в результате e -захвата из основного состояния ($7/2^+$) ядра гольмия, ^{163}Ho . Ядро ^{163}Ho , окруженное электронной оболочкой, β -радиоактивно и его период полураспада составляет $\sim 10^4$ лет. Однако это справедливо только если рассматривать ядро в окружении электронной оболочки. Для полностью ионизированных атомов картина принципиально другая. Теперь основное состояние ядра ^{163}Dy оказывается по энергии выше основного состояния ядра ^{163}Ho и открывается возможность для распада ^{163}Dy (Рис. 26). Процесс эквивалентен электронному захвату



Образующийся в результате распада электрон может быть захвачен на вакантную K или L -оболочку иона ${}^{163}\text{Ho}^{67+}$. В результате распад диспрозия-163 можно записать в виде

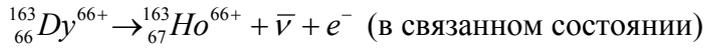


Рис. 26. Схема β -распада полностью ионизованного ${}^{163}\text{Dy}$.