

НАЦІОНАЛЬНА АКАДЕМІЯ НАУК УКРАЇНИ  
ІНСТИТУТ ЯДЕРНИХ ДОСЛІДЖЕНЬ



**ЩОРІЧНИК - 2008**

---

**ANNUAL REPORT - 2008**

INSTITUTE FOR NUCLEAR RESEARCH  
NATIONAL ACADEMY OF SCIENCES OF UKRAINE

НАЦІОНАЛЬНА АКАДЕМІЯ НАУК УКРАЇНИ  
ІНСТИТУТ ЯДЕРНИХ ДОСЛІДЖЕНЬ

## **ЩОРІЧНИК - 2008**

---

## **ANNUAL REPORT - 2008**

INSTITUTE FOR NUCLEAR RESEARCH  
NATIONAL ACADEMY OF SCIENCES OF UKRAINE

Київ - 2009

У Щорічнику подається інформація про фундаментальні, науково-технічні та прикладні роботи, що виконувались в Інституті ядерних досліджень НАН України в 2008 р. До Щорічника увійшли анотації робіт за напрямками: ядерна фізика, атомна енергетика, радіаційна фізика та радіаційне матеріалознавство, фізика плазми, радіоекологія та радіобіологія; наводиться перелік структурних підрозділів інституту, список публікацій у реферованих журналах, доповідей співробітників інституту на міжнародних конференціях, надається інформація про конференції, наради, проведені інститутом у 2008 р., дані про міжнародне співробітництво інституту.

Annual report contains information on the fundamental, scientific and applied investigations carried out in the Institute for Nuclear Research of the National Academy of Sciences of Ukraine in the year 2008. The report contains abstracts of research works in the fields of nuclear physics, atomic energy, radiation physics and radiation material science, physics of plasma, radiation ecology and biology. Besides, the characteristics of the institute departments and experimental installations, the list of publications in the refereed journals, the talks at International conferences, the information on the conferences and workshops, held by the institute in 2008, and international co-operation are given.

Директор ІЯД НАН України  
І.М. Вишневський

Director of the Institute for Nuclear Research  
I. M. Vyshnevskyi

Редакційна колегія:  
Ф.О. Іванюк (голова), С.М. Федоткін (заступник голови), В.В. Осташко, С.В. Ярошенко, Г.В. Верцимаха, В.В. Луценко, Н.С. Зарубіна, О.Д. Григоренко, Л.М.Троян

Editorial board:  
F.O. Ivanyuk (head), S.M. Fedotkin (deputy), V.V. Ostashko, S.V. Yaroshenko, G.A. Vertsimakh, V.V. Lutsenko, N.E. Zarubina, O.D. Grygorenko, L.M. Troyan

Друкується за постановою вченої ради інституту  
© Інститут ядерних досліджень НАН України, 2009

---

Інститут ядерних досліджень НАН України  
Проспект Науки, 47, м. Київ, 03680  
Тел.: (380-44) 525-23-49;  
Факс: (380-44) 525-44-63;  
E-mail: kinr@kinr.kiev.ua

Institute for Nuclear Research  
National Academy of Sciences of Ukraine  
Prospekt Nauky, 47, Kyiv, 03680, Ukraine  
Tel.: (380-44) 525-23-49  
Fax: (380-44) 525-4463  
E-mail: kinr@kinr.kiev.ua

## Передмова

У 2008 р. в Інституті ядерних досліджень НАН України продовжувалось виконання фундаментальних, науково-технічних та прикладних робіт за основними напрямками діяльності інституту, що включають: ядерну фізику, атомну енергетику, радіаційну фізику та радіаційне матеріалознавство, фізику плазми, радіоекологію та радіобіологію. Деякі роботи виконані в областях суміжних з основними напрямками інституту. Анотації основних результатів, отриманих у 2008 р., подано в цьому щорічнику.

У 2008 році науковими співробітниками інституту виконано ряд досліджень з макроскопічної теорії колективних процесів у ядерних системах, фізики поділу, дослідження ядерної та атомної взаємодії в припороговій області енергій. Продовжувалися продуктивні дослідження структурних особливостей легких ядер, в тому числі і відділених від долини стабільності, досліджувалася роль кластерних ступенів свободи і нейтронного гало легких ядер в процесах ядерної взаємодії. Співробітники інституту брали активну участь в підготовці і проведенні великих міжнародних проектів по дослідженню рідкісних явищ, що пов'язані з перетворенням елементарних частинок та процесами слабкої взаємодії.

Інститут приділяє велику увагу науковому супроводу атомної енергетики України. В цьому році замінено на якісно нове експериментальне обладнання для проведення регламентних випробувань та реконструкції зразків-свідків металу корпусів реакторів ВВЕР. На одному з енергетичних реакторів України впроваджується атестована методика дозиметрії корпусів реакторів, що розроблена співробітниками інституту. Звершується підготовка лабораторії доклінічного тестування радіофармпрепаратів.

У науковому напрямку радіаційна фізика та радіаційне матеріалознавство в інституті у 2008 році продовжувалися теоретичні дослідження колективних процесів в нерівноважних неоднорідних системах при дії зовнішніх опромінь, вивчався вплив нейтронного опромінення на генерацію радіаційних дефектів в напівпровідниках з різними ізовалентними домішками та вплив концентрації нікелю на процес радіаційного окрихчування сталі корпусів ядерних реакторів.

У напрямку “фізика плазми” проводяться теоретичні дослідження у галузі керованого термоядерного синтезу, теоретичне та експериментальне вивчення хвильових процесів у плазмі, розробляються плазмові технології. У термоядерних дослідженнях центральне місце посідає вивчення фізичних явищ, передусім таких, що пов'язані з енергійними іонами, у плазмі тороїдальних систем типу „токамак” і „стеларатор”.

У щорічнику також містяться анотації досліджень з радіоекології та радіобіології, що тісно пов'язані з післячорнобильськими проблемами.

Дослідницькі роботи в інституті виконувались у рамках Програми фундаментальних і прикладних досліджень Національної академії наук України, цільової програми наукових досліджень “Фундаментальні проблеми в фізиці елементарних частинок, ядерній фізиці та ядерній енергетиці”, „Державної програми фундаментальних і прикладних досліджень з проблеми використання ядерних матеріалів та ядерних і радіаційних технологій у сфері розвитку галузей економіки на 2004 – 2010 рр”.

Більш детальна інформація про найважливіші наукові здобутки співробітників інституту наводиться в даному щорічнику. Сподіваюсь, що читачі зможуть знайти в ньому цікаву та корисну для себе інформацію.

Директор Інституту ядерних досліджень НАН України  
академік НАН України



І. М. Вишневецький

## Зміст

	стор.
Коротка історія та основні наукові результати інституту	5
Підрозділи інституту	
Ядерно – фізичні установки. . . . .	10
Відділи та лабораторії. . . . .	12
Анотації робіт за напрямками	
Ядерна фізика. . . . .	24
Атомна енергетика. . . . .	93
Радіаційна фізика та радіаційне матеріалознавство. . . . .	98
Фізика плазми. . . . .	110
Радіоекологія та радіобіологія. . . . .	133
Загальні проблеми фізики. . . . .	149
Публікації в реферованих журналах. . . . .	159
Доповіді на міжнародних конференціях. . . . .	169
Конференції, наради, проведені інститутом у 2008 році. . . . .	174
Міжнародне співробітництво . . . . .	181
Авторський покажчик. . . . .	184

## Contents

	page
The history and main scientific achievements of the institute	5
Divisions of the institute	
Experimental installations. . . . .	10
Departments and laboratories. . . . .	12
Abstracts of works in the field of	
Nuclear physics. . . . .	24
Atomic energy. . . . .	93
Radiation physics and radiation material science. . . . .	98
Physics of plasma. . . . .	110
Radiation ecology and biology. . . . .	133
Common problems of physics	149
Publications in the refereed journals. . . . .	159
The talks at the international conferences. . . . .	169
The conferences and workshops, organized by the institute in 2008 . . . . .	174
International cooperation. . . . .	181
Author index . . . . .	184

## Коротка історія та основні досягнення Інституту ядерних досліджень НАН України.

Витоки ядерних досліджень в Україні сягають ще у довоєнні роки, коли в Фізико-технічному інституті в Харкові у 1932 р. була здійснена перша в СРСР реакція розщеплення ядер літію та групою вчених під керівництвом О.І.Лейпунського були досягнуті визначні успіхи у вирішенні умов здійснення ланцюгової реакції поділу ядер урану та оцінена енергія, яка при цьому виділяється.

Цей напрям досліджень було продовжено в Інституті фізики АН України, де ще у 1944 році був створений відділ для вирішення ряду питань ядерної фізики та використання атомної енергії. Для виконання накреслених робіт послідовно було введено в дію: у 1956 р. циклотрон У-120, в 1960 р. дослідницький реактор ВВР-М і в 1964 р. електростатичний генератор ЕГП-5. На цих установках були одержані важливі результати, що підтвердили актуальність вивчення ядерних процесів.

Потреби в розвитку ядерно-фізичних досліджень невідмінно зростали, що і обумовило необхідність комплексного вирішення ряду пов'язаних з цим проблем. Для цього 26 березня 1970 року Президія АН УРСР на виконання відповідної постанови Ради Міністрів УРСР прийняла постанову №105 про створення Інституту ядерних досліджень (ІЯД) Академії наук УРСР на базі ряду ядерних відділів Інституту фізики АН УРСР. Основними напрямками робіт ІЯД були визначені фундаментальні та прикладні дослідження з ядерної фізики низьких і середніх енергій, фізики реакторів, перспективних проблем атомної енергетики та дослідження з використання ізоотопів і ядерних випромінювань у народному господарстві.

Ініціатором створення ІЯД та першим його директором став академік НАН України М.В.Пасічник. У подальшому інститут очолювали академік НАНУ О.Ф.Немець (1974-1983 роки) та академік НАНУ І.М.Вишневський (з 1983 року по даний час).

В перші роки свого існування ІЯД складався з відділів ядерної фізики, ядерних реакцій, теорії ядра, ядерної спектроскопії, ядерної електроніки, радіаційної фізики та філіалу Ужгородського відділення у складі відділу фотоядерних процесів. Експериментальні роботи забезпечувалися сучасними ядерно-фізичними установками, головними з яких були дослідницький реактор ВВР-М та захисні бокси "гарячі камери" для роботи з

високоактивними матеріалами, циклотрон У-120, тандем-генератор ЕГП-10К та нейтронні генератори. В 1975 році було введено у дію ізохронний циклотрон У-240, який у той час не мав аналогів у Європі.

Протягом 70 - 80-х років викреслилися головні напрямки фундаментальних та прикладних робіт інституту: ядерна фізика середніх та низьких енергій, атомна енергетика, радіаційна фізика твердого тіла та радіаційне матеріалознавство, фізика плазми. Поступово збільшувалась чисельність наукових підрозділів інституту та розширювались обсяг і тематика їх роботи. З 1985 р. діє Центр екологічних проблем атомної енергетики НАНУ.

Експериментальні роботи в ІЯД включають в себе комплексне вивчення взаємодії нейтронів, протонів, дейтронів, альфа-частинок та важких ядер з ядрами майже всіх елементів періодичної системи.

### Основні результати фундаментальних досліджень

Серед найвагоміших результатів Інституту слід відзначити дослідження з нейтронної фізики, з яких і почалися перші роботи з ядерної фізики в ІФ АН УРСР у 1944 р. В створеній академіком НАНУ М.В. Пасічником науковій школі експериментально визначено перерізи взаємодії нейтронів з великою кількістю різних елементів, що дало змогу створити банк даних нейтронних констант для конструкційних матеріалів ядерних реакторів. Було виявлено оболонкові ефекти при розсіянні нейтронів ядрами (акад. НАНУ М.В. Пасічник) і визначено відносні вклади прямого і компаундного механізмів в перерізи пружного та непружного розсіяння нейтронів ядрами в широкій області енергій (І.О. Корж). Встановлено оболонкові та ізоотопні ефекти при високих енергіях збудження (В.П. Вертебний). Досліджено низькоенергетичні збудження в різних станах конденсованого середовища та отримано інформацію про фізичні властивості речовини, що визначаються динамікою електронів, атомів та молекул (В.І. Слісенко). Запропоновано й обґрунтовано варіант узагальненої оптичної моделі з переважним поглинанням в однофонових каналах (М.Б. Федоров) та розроблено модель розсіяння нуклонів на деформованих м'яких ядрах (І.Є. Кашуба). Завдяки наявності в Інституті унікального зібрання нейтронних інтерференційних фільтрів здійснюється масштабна міжнародна

програма дослідження взаємодії квазімоноенергетичних нейтронів (в діапазоні енергій від теплових до сотень кеВ) з атомними ядрами. Отримано значення перерізів резонансних реакцій, важливих для розрахунків в ядерній енергетиці (А. В. Мурзін, О.О. Грицай).

Під керівництвом академіка НАН України О.Ф.Німця створено наукові відділи, в яких розвиваються дослідження ядерних реакцій. Одним з яскравих досягнень наукової школи, яку заснував О.Ф. Німець, є експериментальне встановлення (М.В. Соколов, Б.Г. Стружко) та теоретичне обґрунтування (К.О. Теренецький, М.В. Евланов) немонотонної залежності перерізів розщеплення дейтрона від маси ядер. Цей результат одержав назву ефекта Німця. Принципове значення має також встановлений в багаточастинкових реакціях вплив супутніх частинок на параметри двочастинкових резонансів (В.М. Пугач, Ю.М. Павленко), дослідження поділу атомних ядер, утворених в реакціях з зарядженими частинками (М.І. Заїка, О.М. Ясногородський, Ю.В. Кібкало), дослідження структури легких ядер та механізмів ядерних процесів при взаємодії важких іонів з легкими ядрами (А.Т. Рудчик), результати вимірювань на пучках прискорювачів повних перерізів реакцій (Л.І. Слюсаренко) та магнітних моментів ядер, що дало можливість підтвердити явище суперсиметрії в ядрах та виявити аномалію орбітального магнетизму нуклонів (О.І. Левон).

Світове визнання одержали теоретичні роботи з фізики атомного ядра чл.-кор. НАНУ В.М.Струтинського та послідовників його школи. Його метод оболонкових поправок для розрахунків енергії зв'язку та деформації ядер мав значний вплив на розвиток теорії ядра і дав змогу провести кількісні розрахунки мас та стабільності ядер, багатьох властивостей процесу поділу ядер, передбачити існування надважких ядер. Цикл робіт В.М.Струтинського "Явище формування сильно деформованих важких атомних ядер у квазістаціонарному стані" був зареєстрований у 1978 році Державним комітетом СРСР як відкриття. Наразі проводяться теоретичні дослідження складних ядерних процесів, таких як поділ атомних ядер, зіткнення важких іонів, збудження гігантських резонансів; розроблено метод урахування взаємодії нуклонів ядра шляхом обчислень обмеженої кількості колективних макроскопічних змінних (параметри форми ядра, ядерна густина, ядерне тертя, в'язкість ядерної густини) (чл.-кор. НАН України В.М. Коломієць); показано, що оболонкова або зонна структура спектру ядер є загальною властивістю скін-

чених Фермі-систем (О.Г.Магнер); проаналізовано класичні та квантово-механічні аспекти реакцій з важкими іонами, зроблено значний внесок в розвиток теорії колективного руху з великою амплітудою та скінченою швидкістю в атомних ядрах (В.І.Абросімов, Ф.О.Іванюк). Досліджена еволюція тунелювання частинок крізь подвійні бар'єри і пояснені експерименти з тунелювання нейтронів крізь нейтронні фільтри та з гальмівного випромінювання фотонів в процесах альфа-розпаду сферичних ядер (В.С. Ольховський).

Значні успіхи досягнуто в галузі ядерної спектроскопії. Започаткував цей напрям чл.-кор. АН УРСР Г.Д. Латишев, збудувавши магнітний бета-спектрометр з характеристиками кращих в світі спектрометрів. На ньому одержано великий масив прецизійних даних щодо коефіцієнтів внутрішньої конверсії, мультипольностей гамма-переходів, виявлено різного роду аномалії в ядерних процесах. Інтенсивний розвиток гамма-спектроскопії в дослідженнях радіоактивного розпаду та на пучках заряджених частинок привів до виявлення в структурі атомних ядер багатьох нових збуджених станів, одержано нові дані про структуру ядер, відкрито нове явище – збудження ядер при анігіляції позитронів з електронами атома (акад. НАН України І.М. Вишневський). Досліджена динаміка перебудови оболонки атома в процесі радіоактивного розпаду, виявлено зміщення конверсійних та Оже – ліній при іонізації атома. Пояснена природа емісії низькоенергетичних електронів ( $\leq 1$  еВ) з поверхні радіоактивних джерел (О.І. Феоктистов, В.Т. Купряшкін).

З метою дослідження властивостей нейтрино та слабкої взаємодії елементарних частинок у процесах подвійного бета-розпаду атомних ядер створено Солотвинську підземну лабораторію, розташовану в соляній шахті (Закарпатська обл.), та унікальні надчутливі низькофонові експериментальні установки. Отримано цілу низку пріоритетних результатів по пошуку  $2\beta$ -розпаду ізотопів кадмію, вольфраму та інших рідкісних розпадів (чл.-кор. НАН України Ю.Г. Здесенко).

Роботи Інституту в галузі ядерної енергетики спрямовано на розробку науково-технічних проблем безпечної експлуатації атомних електростанцій та фізичних проблем термоядерного синтезу, зокрема, розроблено унікальну методику вимірювання параметрів ядерної безпеки об'єктів ядерної енергетики, яка реалізована на об'єкті "Укриття" (В.М. Павлович); в "гарячих камерах" систематично виконуються дослідження фізико-механічних властивостей металу "зразків-свід-

ків", виготовлених з того ж матеріалу, що й корпус реактора (чл.-кор. НАН України Е.У. Гринік); розроблені також сучасні методики моніторингу радіаційного навантаження корпусів реакторів типу ВВЕР-1000 та дозиметрії опромієних зразків-свідків (В.М. Буканов), які дозволяють отримувати інформацію, необхідну для визначення експлуатаційного ресурсу корпусу реактора, а також для прийняття науково обґрунтованих рішень щодо можливості продовження терміну його експлуатації.

В галузі радіаційної фізики розвинуто теорію впливу ядерного опромінення на властивості металів, сплавів, напівпровідників, рідких кристалів. Досліджено особливості утворення конденсованої фази екситонів в двовимірній системі. Розвинуто теорію явищ самоорганізації, а саме, утворення періодичних структур, автоколивань та виникнення надпровідних областей в кристалах при ядерному опроміненні (чл.-кор. НАН України В.Й. Сугаков). Виконано дослідження легованого нейтронами кремнію і на їх основі виготовлено різного типу напівпровідникові детектори ядерного випромінювання та проведено комплекс робіт по моделюванню нейтронних пошкоджень в напівпровідникових матеріалах, опромієних зарядженими частинками середніх енергій, виявлено ряд цікавих фізичних ефектів: флуктуації провідності з ростом дози опромінення, надпровідність InAs, індукована опроміненням, гістерезис магнітоопору в  $InSb<Mn>$  (П.Г. Литовченко).

Роботи в галузі фізики плазми та керованого термоядерного синтезу почалися в ІЯД під керівництвом В.М. Ораєвського (теорія) – автора офіційно зареєстрованого в СРСР відкриття розпадної нестійкості хвиль у плазмі (спільно з Р.З. Сагдєєвим) – та Л.Л. Пасічника (експеримент).

Було досліджено широке коло колективних процесів взаємодії електромагнітних хвиль і потоків заряджених частинок з плазмою. Теоретично знайдено нові типи солітонів та інших нелінійних структур та вивчено закономірності їх еволюції (Т.О. Давидова); розвинуто теорію поглинання ВЧ потужності в геліконній плазмі (К.П. Шамрай); виявлено нові механізми трансформації та розсіяння плазмових хвиль (В.М. Павленко). Експериментально встановлено властивості дрейфово-дисипативної нестійкості (Л.Л. Пасічник); досліджено фізичні явища в плазмі з електронними й іонними пучками та у ВЧ джерелах плазми (Г.С. Кириченко); вивчено фізичні процеси у вакуумно-дуговому розряді (В.А. Саєнко). Відкрито теоретично та підтвер-

джено експериментально просвітлення плазмових хвильових бар'єрів (В.М. Ораєвський, Л.І. Романюк та ін. – державна премія України, 1979 р.). На основі фундаментальних досліджень створено фізико-технічні основи та розроблено пристрої плазмових технологій.

Теоретично відкрито клас нестійкостей термоядерної плазми, які збуджуються продуктами термоядерної реакції (Я.І. Колесниченко, В.М. Ораєвський). Передбачено існування критичної енергії іонів у магнітогідродинамічно активній плазмі токамаків, що було згодом підтверджено експериментально в США та ЄС. Цикл робіт з цієї тематики удостоєний премії НАНУ ім. К.Д. Синельникова (Я.І. Колесниченко, В.В. Луценко, Ю.В. Яковенко, 2003 р.)

Розвинуто теорію альфвенівських нестійкостей плазми в тороїдальних системах. Відкрито нові типи коливань та резонансів частинка-хвиля, обумовлених відсутністю аксіальної симетрії у стелараторах. Знайдено новий класичний механізм стохастичної дифузії енергійних іонів у стелараторах та механізм аномальної теплопровідності плазми, який може мати місце також у космічній плазмі, що дозволило дати пояснення експериментальним спостереженням на стелараторах (Я.І. Колесниченко, В.В. Луценко, В.С. Марченко, Ю.В. Яковенко). Розроблено фоккер-планківську модель транспорту енергійних іонів у токамаках, яка використовується у прогностичних обчисленнях міжнародного реактора ITER (В.О. Яворський, В.Я. Голобородько, С.М. Резнік).

Розроблено методи збору, накопичення та аналізу даних ядерно-фізичних експериментів, пристрої ядерної електроніки, спеціалізоване програмне забезпечення та створені автоматизовані вимірювальні системи нового покоління на основі сучасної мікроелектроніки, універсальних комп'ютерів та інформаційних технологій (А.П. Войтер).

Аварія на ЧАЕС та її наслідки гостро поставили проблему радіоекології. Це питання набуло першочергового значення у контексті сталого розвитку держави, яка використовує ядерні матеріали і радіаційні технології.

Основні дослідження інституту в цій галузі пов'язані із вивченням впливу підприємств ядерного паливного циклу (зокрема АЕС України) на екологічні системи та людину. Для цього здійснюється контроль активності альфа-, бета-, і гамма-випромінюючих радіонуклідів у компонентах навколишнього середовища, розраховуються дозові навантаження на людину, що формуються за рахунок інгаляційного та перорального надхо-



дження до організму, вивчається радіоекологічний стан територій, що зазнали забруднення внаслідок аварії на Чорнобильській АЕС, та навколо працюючих АЕС України (В.В. Тришин).

Крім цього, приділяється значна увага вивченню дії іонізуючого випромінювання на організм тварин і людей. Це здійснюється як в модельних експериментах на лабораторних щурах, так і при обстеженні контингентів людей, що мають контакти з радіаційними чинниками, досліджується також вплив довготривалого опромінення в малих дозах на генетичний матеріал та структуру мембран клітин крові (Л.К. Бездробна).

### **Прикладні розробки**

Поряд з фундаментальними роботами в ІЯД завжди велика увага приділяється впровадженню результатів досліджень у виробничу сферу. Розроблено і використовуються технології, методики та експериментальні установки для робіт з радіаційного матеріалознавства, радіоелементного аналізу, ядерної медицини, плазмових технологій, контролю радіоактивного забруднення навколишнього середовища та інші.

Інститутом виконуються поточні регламентні роботи по визначенню ресурсу конструкційних матеріалів діючих енергетичних реакторів за замовленнями АЕС України, проводяться дослідження по визначенню впливу радіаційних навантажень на фізичні властивості конструкційних матеріалів ядерних реакторів, ведуться роботи по відбору нових перспективних конструкційних матеріалів для ядерного реакторобудування, розробляються та виготовляються напівпровідникові детектори, впроваджуються у виробництво методи підвищення радіаційної стійкості матеріалів та радіаційні технології для збільшення строків зберігання деяких видів харчової, медичної та сільськогосподарської продукції.

Використовуючи напрацювання з фізики плазми, розроблено методика для деструкції без утворення пилу та знезараження матеріалів та речовин, забруднених радіоактивними та біологічно активними домішками, ряд плазмових технологій осадження і травлення матеріалів, створено універсальний іонізатор парів матеріалів для нанесення плівок та захисних покриттів у мікроелектроніці.

Започатковані в інституті медико-біологічні дослідження з терапії онкозахворювань нейтронним опроміненням доведені до практичного застосування при лікуванні хворих. Спільно з медичними установами України проводиться робота по отриманню радіофармацевтичних препаратів на ядерно-фізичних установках ІЯД.

Для підвищення безпеки ядерних установок співробітниками інституту розроблена автоматизована система контролю енерговиділення атомних енергетичних та дослідницьких реакторів, яка дозволяє надійно контролювати ці процеси.

Після Чорнобильської аварії співробітники Інституту були в числі перших, хто взяв активну участь у ліквідації її наслідків. Ними було виміряно радіоактивність сотень тисяч зразків ґрунту, води, рослинності та інших об'єктів навколишнього середовища з метою оцінки рівня радіоактивного забруднення довкілля в різних регіонах України, розроблено і виготовлено численні прилади для контролю за міграцією радіонуклідів у навколишньому середовищі та за станом паливовміщуючих мас об'єкту "Укриття", що в значній мірі сприяло пом'якшенню наслідків Чорнобильської катастрофи.

### **Науково-організаційна робота**

Координація наукової діяльності в ІЯД здійснюється через Вчену раду, секції Вченої ради та Раду молодих вчених.

В Інституті функціонує спеціалізована вчена рада Д 26.167.01 для розгляду та проведення захисту дисертацій на здобуття наукового ступеня доктора (кандидата) фізико-математичних та доктора (кандидата) технічних наук за спеціальністю 01.04.16 – фізика ядра, елементарних частинок і високих енергій та за спеціальністю 05.14.14 - теплові та ядерні енергоустановки.

Щорічно в ІЯД навчається близько 25 аспірантів зі спеціальностей: фізика ядра та елементарних частинок, фізика твердого тіла, фізика плазми, ядерні енергетичні установки.

Вчені інституту внесли вагомий внесок у світову скарбницю знань. Ряд наукових досліджень ІЯД відзначено Міжнародними преміями, Державними преміями України та Преміями Президії НАН України імені видатних вчених. В ІЯД щорічно проводяться наукові конференції, організуються наукові школи з актуальних питань ядерної фізики та фізики плазми, налагоджено регулярний випуск журналу "Ядерна фізика та атомна енергетика", та виходять з друку щороку понад 300 статей та кілька монографій науковців. На базі інституту проводяться семінари та школи для учасників міжнародних проектів, у яких ІЯД бере участь: HERA-B (DESY, Німеччина); LHCb (CERN, Швейцарія) та ін.

На базі інституту створені Український центр інформації з ядерної науки і техніки, Сектор ядерних даних та Навчальний центр з фізичного захисту, обліку та контролю ядерного матеріалу.

**Інформаційний центр INIS** - провідна інформаційна система в галузі мирного використання

атомної енергії - створена в 1973 р. і використовується МАГАТЕ в співробітництві з 103 державами і 19 міжнародними організаціями з метою точного і повного інформування користувачів про новітні світові наукові досягнення.

**Український центр ядерних даних** (УКРЦЯД) створено як підрозділ ІЯД у 1996 р., з травня 1998 р. він входить до мережі центрів ядерних даних, що працюють під егідою МАГАТЕ. Основні напрями наукової діяльності УКРЦЯД включають компіляцію експериментальних ядерних даних, що отримані в Україні, в міжнародну систему CSISRS (EXFOR) та забезпечення ядерно-фізичними константами українських користувачів для вирішення наукових та технологічних задач.

**Навчальний центр з фізичного захисту, обліку та контролю ядерного матеріалу імені Джорджа Кузмича** був створений 17 березня 1997 р. у відповідності до "Угоди між Україною та США про надання допомоги Україні в знищенні стратегічного ядерного озброєння, а також запобігання розповсюдження ядерної зброї масового знищення" від 25 жовтня 1993 р.

Центром розроблено десятки курсів та проводяться навчання з питань фізичного захисту АЕС, обліку та контролю ядерного матеріалу. В ньому пройшли перепідготовку сотні українських спеціалістів ядерно-енергетичного комплексу України, співробітники АЕС, Державного Комітету ядерного регулювання, МВС, СБУ, державні службовці та співробітники Митної служби.

**Міжнародне співробітництво.** В ІЯД приділяється велика увага розвитку міжнародних наукових зв'язків. Співробітники Інституту проводять спільні дослідження з науковими установами Росії, США, Франції, Німеччини, Італії, Австрії, Польщі, Швеції, Нідерландів, Японії та інших країн. Інститут координує участь українських фізиків-ядерників у роботі Об'єднаного інституту ядерних досліджень (Дубна) та підтримує робочі зв'язки з МАГАТЕ. Учені інституту беруть участь у здійсненні ряду міжнародних наукових програм, надають суттєву допомогу в підготовці висококваліфікованих кадрів і спеціалістів для інших країн.

Щорічно більше ста наукових співробітників Інституту виїжджають за кордон з метою виконання наукової роботи, на стажування та для участі у міжнародних наукових заходах. Кожного року приблизно 70 – 80 іноземних учених та фахівців із США, Німеччини, Австрії, Японії,

Франції, Республіки Корея та інших країн відвідують інститут.

Особливо плідним є співробітництво вчених інституту з такими центрами: DESY (Гамбург, Німеччина); CERN (Женева, Швейцарія); Інститутом ядерної фізики Макса Планка (Грайфсвальд, Німеччина); Технічним університетом Мюнхена (Німеччина); Інститутом ядерної фізики ім. Г. Неводнічанського (Краків, Польща); Інститутом ядерних досліджень (Варшава, Польща); Національним Інститутом ядерної фізики Університету Катанії (Італія); Інститутом фізики плазми Макса Планка (Гархінг, Німеччина); Лабораторією фізики плазми Принстонського університету (США); Інститутом теоретичної фізики Університету Інсбрука (Австрія); GSI (Дармштадт, Німеччина); Аргонською, Лос-Аламосською та Сандійськими національними лабораторіями США.

## Ядерно-фізичні установки

### Циклотрон У-120

Циклотрон У-120 було введено в дію 2 квітня 1956 р. в Інституті фізики АН УРСР. Виведений пучок прискорених протонів вперше було отримано 21 липня 1956 р., а з 5 травня 1957 р. розпочалися перші наукові дослідження. В 1970 р. циклотрон У-120 перейшов у підпорядкування Інституту ядерних досліджень АН УРСР.

Циклотрон дозволяє отримувати пучки протонів, дейтронів та  $\alpha$ -частинок з енергіями 6,8, 13,6 та 27,2 МеВ відповідно. Максимальний струм виведеного пучка досягає 50 мкА, монохроматичність  $\sim 10^{-3}$ . На У-120 можна отримувати також пучки прискорених іонів азоту і вуглецю з енергією до 1 МеВ/нуклон.



### Дослідницький реактор ВВР-М

Перший в Україні дослідницький ядерний реактор ВВР-М було споруджено в Інституті фізики АН УРСР. Фізичний пуск реактора відбувся 12 лютого 1960 р.

У 1970 р. реактор було передано до новоствореного Інституту ядерних досліджень АН УРСР.

ВВР-М - реактор басейнового типу потужністю 10 МВт з максимальним потоком нейтронів в активній зоні до  $1,2 \cdot 10^{14}$  н/см<sup>2</sup>·с. Конструктивно реактор має 27 вертикальних та 10 горизонтальних технологічних каналів для проведення наукових та прикладних досліджень.



### Важкі захисні бокси для роботи з високорадіоактивними матеріалами

Єдині в Україні важкі захисні бокси ("гарячі камери"), які дозволяють проводити дослідження з радіоактивними зразками активністю до 25000 Кі були введені в експлуатацію 23 вересня 1963 р. В камерах розташоване дистанційно кероване обладнання для досліджень фізико-механічних властивостей матеріалів, опромінених великими дозами іонізуючого випромінювання, зокрема зразків-свідків металу корпусів реакторів АЕС України. Наразі тут проводяться роботи з матеріалознавчого супроводу безпечної експлуатації АЕС.





### Ізохронний циклотрон У-240



Перший в СРСР ізохронний циклотрон У-240, призначений для проведення фундаментальних і прикладних досліджень у галузі ядерної фізики, було введено в дію 19 березня 1976 р. Перші фізичні експерименти проведено в лютому 1978 р. на прискореному до 50 Мев пучку протонів.

Прискорювач дозволяє отримувати пучки протонів з плавним регулюванням їх енергії в межах 10 - 75 Мев, пучків дейтронів з енергією 10 - 70 Мев, а також прискорювати важкі іони з зарядом  $Z$  і масою  $A$  до енергії  $140 Z^2/A$  Мев. Монохроматичність пучка становить  $10^{-2} - 10^{-3}$ , а при використанні монохроматора -  $10^{-4}$ .

### Електростатичний перезарядний прискорювач (тандем) ЕГП-10К



Електростатичний перезарядний прискорювач ЕГП-10К (тандем-генератор), призначений для фундаментальних і прикладних досліджень з ядерної фізики та інших галузей науки і техніки, було введено в експлуатацію 26 грудня 1996 р. після реконструкції діючого з 1965 р. електростатичного прискорювача ЕГ-5.

На прискорювачі ЕГП-10К можна отримати пучки протонів, дейтронів та  $\alpha$ -частинок з енергією в межах 3 – 10 Мев та 3 – 15 Мев відповідно. Тандем дає можливість прискорювати важкі іони у широкому діапазоні мас. Струм пучка досягає 5 мкА, монохроматичність –  $10^{-3}$ .

### Солотвинська підземна лабораторія



Солотвинська підземна лабораторія ІЯД НАН України (розташована в смт. Солотвино Закарпатської обл.) введена в дію в 1984 р. Вона збудована в діючій соляній шахті на глибині 430 м. Завдяки підземному розташуванню потік космічних мюонів подавлено в  $10^4$  разів порівняно з поверхнею Землі, потік нейтронів є меншим за  $2.7 \cdot 10^{-6} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ , концентрація радону в повітрі менша за  $30 \text{ Бк} \cdot \text{м}^{-3}$ . Лабораторія призначена для пошуку і дослідження рідкісних процесів у фізиці атомного ядра та елементарних частинок: подвійного бета-розпаду атомних ядер, рідкісних альфа- та бета-розпадів, екзотичних процесів на зразок розпаду електрона та нуклонів, перевірки принципу Паулі, пошуку частинок темної матерії, тощо.

## Відділи та лабораторії / Departments and laboratories

### Секція ядерної фізики / Nuclear physics section

#### Відділ теорії ядра

Керівник – доктор фіз.-мат. наук, член-кор. НАН України, професор В.М. Коломієць

Основні напрями наукової діяльності:

- Дослідження макроскопічного колективного руху та рівняння стану в ядрах при скінченних температурах з метою виявлення нових властивостей ядерної фермі-рідини.
- Дослідження впливу ефектів пам'яті та процесів релаксації на колективні збудження в ядрах та ядерний колективний рух з великою амплітудою.
- Розрахунок транспортних характеристик ядерного колективного руху, таких як коефіцієнти жорсткості, інерції, тертя, та опис з їх допомогою вимушеного поділу ядер.
- Дослідження впливу оболонкової структури на статичні та динамічні характеристики середніх та важких ядер.
- Вивчення динаміки фазових переходів і розвитку об'ємної нестабільності збуджених ядер з можливим застосуванням теорії до розрахунків мультифрагментації ядер при зіткненні важких іонів.
- Розрахунки фундаментальних характеристик (поверхнева енергія, енергія ізотопічної симетрії, модуль стиснення, просторовий розподіл нуклонів, параметр статистичної густини рівнів) ядер, віддалених від долини стабільності.

#### Відділ ядерної фізики

Керівник – доктор фіз.-мат. наук,

с. н. с. І.О. Корж

Основні напрями наукової діяльності:

- Експериментальні дослідження перерізів взаємодії нейтронів середніх енергій із атомними ядрами методами прецизійної нейтронної та гамма-спектрометрії.
- Дослідження механізмів взаємодії швидких нейтронів з атомними ядрами різної структури збуджених станів.
- Методи визначення середніх резонансних параметрів із перерізів пружного розсіяння нейтронів парно-парними ядрами в області низьких енергій.
- Теорія дифракційного багаторазового розсіяння для процесів пружного та непружного розсіяння адронів ядрами.

#### Nuclear theory department

Head – Corresponding Member of National Academy of Sciences of Ukraine, Prof. V.M. Kolomietz

Main fields of scientific activity:

- The investigation of the macroscopic collective motion and equation of state in atomic nuclei at finite excitations aimed at the revealing of new properties of nuclear Fermi-liquid.
- The investigation of the memory effects and relaxation processes on the collective excitations in nuclei and the large scale nuclear collective motion.
- The calculations of the transport coefficients of nuclear collective motion, such as the stiffness of potential energy, friction and mass parameters, and their use for the description of induced nuclear fission.
- The investigation of the shell effects in static and dynamic properties of medium and heavy nuclei.
- The studies of the phase transitions dynamics and the development of the volume instabilities of excited nuclei and possible application of the theory to the calculations of nuclear multifragmentation in heavy ion collisions.
- The calculation of the fundamental quantities (surface energy, isotopic symmetry energy, compressibility modulus, space distribution of nucleons, level density parameter) of nuclei far from the stability line.

#### Department of nuclear physics

Head – Doctor of Phys.-math. Sciences

I. O. Korzh

Main fields of scientific activity:

- Experimental investigations of cross sections for interaction of medium energy neutrons with atomic nuclei by the methods of precision neutron- and gamma-spectrometry.
- Investigation of mechanisms of interaction of fast neutrons with atomic nuclei of different structure of excited states.
- The methods of determination of average resonance parameters from elastic neutron scattering cross sections by even-even nuclei for the low energy region.
- The theory of diffraction multiple scattering for processes of elastic and inelastic scattering of hadrons by nuclei.

- Розробка та виготовлення різноманітних виробів, до складу яких входить тритій.

#### **Відділ ядерних реакцій**

Керівник – кандидат фіз.-мат. наук,

с. н. с. Ю.М. Павленко

Основні напрями наукової діяльності:

- Експериментальні дослідження ядерних реакцій на пучках легких заряджених частинок, важких іонів та вторинних радіоактивних ядер при низьких та середніх енергіях.
- Визначення механізмів перебігу бінарних та багаточастинкових реакцій за участю малонуклонних ядер.
- Дослідження структури слабкозв'язаних ядер та ядер з нейтронним надлишком, властивостей розпаду незв'язаних станів легких ядер в багаточастинкових реакціях.

#### **Відділ фізики високих енергій**

Керівник – доктор фіз.-мат. наук,

професор В.М. Пугач

Основні напрями наукової діяльності:

- Вимірювання поперечних перерізів процесів, що протікають через утворення та розпад різних кваркових станів при взаємодії протонів з енергією 920 GeV з ядрами.
- Дослідження порушення комбінованої парності при розпаді В-мезонів, утворюваних при взаємодії протонів з протонами при енергії 14 TeV.
- Розробка нових методів та техніки для експериментів з фізики високих енергій.
- Розвиток теорії похідних категорій з метою обчислення спектрів відомих адронів та передбачення нових.

#### **Відділ теорії ядерних реакцій**

Керівник – доктор фіз.-мат. наук,

професор К.О. Теренецький

Основні напрями наукової діяльності:

- Фундаментальні питання теорії ядерних реакцій при низьких енергіях. Теоретичне дослідження динаміки взаємодії слабкозв'язаних іонів з атомними ядрами. Дослідження процесів кластеризації, поляризації та фрагментації у ядерних реакціях.
- Теоретичне дослідження кластерної структури легких ядер та її проявів у ядерних реакціях. Розробка мікроскопічної теорії взаємодії таких ядер з врахуванням дво- та тритільних каналів.
- Ядерні реакції при проміжних енергіях. Теоретичне дослідження процесів взаємодії гіперядер та екзотичних ядер із звичайними ядрами. Вивчення зарядообмінних процесів з утворенням

- Design and fabrication of various products containing tritium.

#### **Department of Nuclear Reactions**

Head – Candidate of Phys.-math. Sciences

Yu.M. Pavlenko

Main fields of scientific activity:

- Experimental studies of nuclear reactions induced by the beams of light particles, heavy ions and secondary radioactive nuclei at low and intermediate energies.
- Determination of mechanisms of the binary and many-particle reactions with light nuclei.
- Investigation of the structure of weakly-bound nuclei with neutron and proton excess and of the decay properties of nuclear unbound states produced in many-particle reactions.

#### **High Energy Physics Department**

Head – Doctor of Phys.-math. Sciences,

Prof. V.M. Pugatch

Main fields of scientific activity:

- Measurement of cross-sections for processes evolving via creation and decay of various quark states at the proton-nucleus interaction at the 920 GeV center-of-mass-energy (HERA-B experiment, DESY, Hamburg).
- CP-violation study of B-mesons decays at the proton-proton interaction at the 14 TeV energy (LHCb experiment, CERN, Geneva).
- Development of new methods and techniques for the high energy physics experiments.
- Development of the theory of the derivative categories for the hadron spectra calculations and predictions.

#### **Nuclear Reaction Theory Department**

Head – Doctor of Phys.-math. Sciences,

Prof. K.O. Terenetsky

Main fields of scientific activity:

- Fundamental problems of the nuclear reaction theory at low energies. Theoretical investigation of the dynamics of weakly bound particles interaction with atomic nuclei. Investigation of clusterization, polarization and fragmentation processes in nuclear reactions.
- Theoretical investigation of light nuclei cluster structure and its manifestation in nuclear reactions. Development of the microscopic theory of interaction of such nuclei in two- and three channel cases.
- Nuclear reactions at the intermediate energies. Theoretical investigation of hyper- and exotic nuclei interaction with usual atomic nuclei. Study of the

$\Delta^-$  резонансів. Дослідження кластерної структури ядер.

- Проблеми фізики реакцій злиття важких іонів. Розробка нових методів спільного аналізу периферійних реакцій та реакцій злиття важких іонів.

#### **Відділ структури ядра**

Керівник – доктор фіз.-мат. наук, академік НАН України, професор І.М. Вишневський

Основні напрями наукової діяльності:

- Дослідження ядерно-ядерної та альфа-ядерної взаємодії.
- Дослідження пружного розсіяння з врахуванням відштовхування на малих відстанях між ядрами.
- Колективні збудження та статистичні властивості середніх та важких ядрах.
- Експериментальне дослідження структури та властивостей збуджених станів атомних ядер, що заселяються у радіоактивному розпаді та на пучках заряджених частинок.
- Дослідження механізмів ядерних реакцій методом ізомерних відношень на пучках заряджених частинок.
- Дослідження атомно-ядерних процесів, що протікають з участю зв'язаних атомних електронів.
- Вивчення ефектів вищих порядків у процесах радіоактивного розпаду та внутрішньої конверсії гама-променів.
- Дослідження впливу наслідків аварії на ЧАЕС на довкілля та людину.
- Розробка нових методів та технічних засобів радіаційних технологій, включаючи дослідження процесів деградації основного обладнання АЕС та розробка методів функціональних випробувань.

#### **Відділ поляризаційних процесів**

Керівник – доктор фіз.-мат. наук,

с.н.с. Ю.В. Кібкало

Основні напрями наукової діяльності:

- Експериментальні дослідження поляризаційних ефектів в ядерних реакціях та спінової і ізо-спінової залежності ядерної взаємодії.
- Експериментальні дослідження впливу енергії збудження й повного кутового моменту на масові, зарядові та енергетичні розподіли уламків поділу атомних ядер, утворених у реакціях із зарядженими іонами.
- Розробка і створення джерел поляризованих іонів та дослідження динаміки спінів в електромагнітних полях при транспортуванні поляризованих частинок.
- Розробка нових технологій для виготовлення

charge exchange reactions with  $\Delta^-$  - resonances formation. Research of the cluster structure of nuclei.

- Problems of physics of heavy ions fusion. Development of the new methods of joint analyses of the peripheral reactions and heavy ions fusion reactions.

#### **Nuclear structure department**

Head – Member of National Academy of Sciences of Ukraine, Prof. I.M. Vishnevsky

Main fields of scientific activity:

- Study of nucleus-nucleus and alpha-nucleus interaction.
- Study of elastic scattering with account of repulsion at small distances between nuclei.
- Collective excitations and statistical properties of middle and heavy nuclei.
- The experimental investigation of the structure and properties of excited nuclear states populated by radioactive decay and charged particle beams
- Study of the nuclear reaction mechanisms by isomeric ratio method on the charged particle beams
- Study of the nuclear-atomic processes in which the bound atomic electrons are involved.
- The study of the higher order effects in processes of radioactive decay and internal conversion of gamma-rays.
- Study of the influence of Chernobyl accident on the environment and the population.
- Development of new methods and technical facilities for radiation technologies, including of study of degradation processes of NPP's main equipment and developing of functional test methods.

#### **Department of polarization phenomena**

Head – Doctor of Phys.-math. Sciences

Yu.V. Kibkalo

Main fields of scientific activity:

- Experimental investigations of polarization phenomena in nuclear reactions and spin and isospin dependence of nuclear interaction.
- Experimental investigations of influence of excitation energy and total angular momentum of nuclei on mass, charge and energy distributions of fission products of atomic nuclei formed in reactions with charged particles.
- Design and construction of polarized ion sources and study of spin dynamics in electromagnetic fields during the transportation of polarized particles.
- Design of new technologies for production of targets for materials enriched by isotopes for nuclear physics and other applications in science and technology.

мішеней із збагачених ізотопами матеріалів для ядерної фізики та інших застосувань в науці і техніці.

#### **Відділ ядерної спектроскопії**

Керівник - доктор фіз.- мат. наук,

с.н. с. В.Т. Купряшкін

Основні напрями наукової діяльності:

- Дослідження властивостей електронів близько нульової енергії ( $E \sim 1$  eV) в радіоактивному розпаді та на пучку заряджених частинок.
- Експериментальні дослідження радіоактивного розпаду за допомогою гамма - спектрометрів.
- Дослідження механізму і властивостей процесу “струсу” при  $\beta$ -розпаді та внутрішній конверсії гамма-променів.
- Розробка методики прецизійних вимірювань енергії збуджених станів атомних ядер.

#### **Відділ фізики лептонів** (<http://lpd.kinr.kiev.ua>)

Керівник – доктор фіз.-мат. наук,

с. н. с. Ф.А. Даневич

Основні напрями наукової діяльності:

- Дослідження подвійного бета-розпаду.
- Пошуки частинок темної матерії.
- Вивчення рідкісних (з  $T_{1/2} \geq 10^{15}$  р.) альфа- і бета-розпадів атомних ядер.
- Пошуки гіпотетичних процесів, що виходять за рамки стандартної моделі (розпад електрона з порушенням закону збереження електричного заряду, розпад нуклонів та пар нуклонів, бета-розпад із незбереженням електричного заряду, порушення принципу Паулі, переходи ядер у надщільний стан, ядерні розпади з випромінюванням кластерів тощо).
- Розробка низькофонових сцинтиляційних детекторів.

#### **Відділ фізики важких іонів**

Керівник – доктор фіз.-мат. наук,

професор А.Т. Рудчик

Основні напрями наукової діяльності:

- Експериментальне дослідження ядерних реакцій на пучках важких іонів.
- Механізми ядерних реакцій з важкими іонами та структура легких ядер.
- Дослідження властивостей та потенціалів ядро-ядерної взаємодії.
- Вивчення структури та взаємодії нестабільних (екзотичних) ядер за допомогою реакцій з важкими іонами.
- Дослідження порогових, ізотопічних та ізобаричних ефектів у розсіянні ядер та ядро-ядерній взаємодії.

#### **Nuclear spectroscopy department**

Head - Doctor of Phys.-math. Sciences

V.T.Kupryashkin

Main fields of scientific activity:

- Investigation of the properties of near-zero energy electrons ( $E \sim 1$  eV) in radioactive decay and on the beam of charged particles.
- Experimental investigation of radioactive decay by means of magnetic- and gamma- spectrometers.
- Investigation of the mechanism and properties of shaking processes in  $\beta$ - decay and in internal conversion of  $\gamma$ - rays.
- Development of methods for high precision measurements of the nuclear excited state energies.

#### **Lepton Physics Department**

(<http://lpd.kinr.kiev.ua>)

Head – Doctor of Phys.-math. Sciences

F.A. Danevich

Main fields of scientific activity:

- Investigation of double beta decay.
- Search for the dark matter particles.
- Studies of rare (with  $T_{1/2} \geq 10^{15}$  yr) alpha and beta decays of atomic nuclei.
- Searches for hypothetical processes beyond the Standard Model (decay of electron with violation of electric charge conservation, decay of nucleons and pairs of nucleons, charge non-conserving beta decay, violation of the Pauli principle, transition of nuclei to superdense state, nuclear decays with emission of clusters, etc.).
- Development of low-background scintillation detectors.

#### **Department of heavy-ion physics**

Head – Doctor of Phys.-math. Sciences,

Prof. A.T. Rudchik

Main fields of scientific activity:

- Experimental investigation of nuclear reactions on heavy ion beams.
- Mechanisms of the heavy ion induced nuclear reactions and the structure of light nuclei.
- Studies of the properties and potentials of nucleus-nucleus interaction.
- Study of structure and interaction of unstable (exotic) nuclei by means of heavy ion reactions.
- Investigation of threshold, isotopic and isobaric effects in nuclear scattering and nucleus-nucleus interaction.



**Відділ ядерно-атомних процесів**

Керівник – доктор фіз.-мат. наук,  
професор О.І. Левон.

Основні напрями наукової діяльності:

- Експериментальне дослідження статичних магнітних дипольних та електричних квадрупольних моментів збуджених ядер та ймовірностей електромагнітних переходів.
- On-line  $\gamma$ -спектроскопія на пучках заряджених частинок та важких іонів.
- Спектроскопія в реакціях передач.
- Розробка та впровадження методів ядерного мікроаналізу на іонних пучках для дослідження матеріалів: резерфордівського зворотного розсіювання, пружного резонансного розсіювання, ядерних реакцій, характеристичного рентгенівського випромінювання. Розширення їх аналітичних можливостей завдяки поєднанню з використанням орієнтаційних ефектів у кристалічних матеріалах.
- Радіоспектроскопічні дослідження радіаційних пошкоджень у кристалах органічних сполук.

**Лабораторія часового аналізу ядерних процесів**

Керівник – доктор фіз.-мат. наук  
професор В.С. Ольховський

Основні напрями наукової діяльності:

- Теоретичні дослідження процесів тунелювання частинок і ядер крізь різні типи потенціальних бар'єрів.
- Дослідження гальмівного випромінювання фотонів у процесах альфа-розпаду.
- Теоретичні дослідження процесів еволюції розпаду радіоактивних ядер.
- Розробка методу дослідження тунелювання частинок при наявності квантового тертя.
- Вдосконалення методів ядерної хронометрії із врахуванням збудження радіоактивних ядер у природних процесах.
- Дослідження кінетики та динаміки лептон-ядерних і адрон-ядерних зіткнень.

**Відділ ядерної електроніки та засобів автоматизації**

Керівник – доктор техн. наук,  
с. н. с. А.П. Войтер

Основні напрями науково-технічної діяльності:

- Дослідження та розробка методів і засобів збору, накопичення та аналізу даних ядерно-фізичних експериментів.
- Розробка пристроїв ядерної електроніки та створення на їх основі систем для автоматизації

**Department of Nuclear-Atomic Processes**

Head – Doctor of Phys.-math. Sciences,  
Prof. A.I. Levon

Main fields of scientific activity:

- Experimental study of the static magnetic dipole and electric quadrupole moments of excited states of atomic nuclei and the probabilities of the electromagnetic transitions.
- On-line gamma-ray spectroscopy using beams of the light and heavy ions from accelerators.
- Nuclear spectroscopy in the transfer reactions.
- Development and implementation of the methods of nuclear microanalysis of materials with the ion beams: Reserford back scattering, elastic resonance scattering, nuclear reactions, characteristic X-rays. Extension of their analytical potentials using the orientation effects in the crystal materials.
- Radio-spectroscopic studies of the radiation damages in the crystals of organic compositions.

**Laboratory for time analysis of nuclear processes**

Head - Doctor of Phys.-math. Sciences,  
Prof. V.S. Olkhovsky

Main fields of scientific activity:

Theoretical investigation of particle and nucleus tunneling through the different types of potential barriers.

- Research of bremsstrahlung in the alpha-decay processes.
- Theoretical investigation of the decay evolution of the radioactive nuclei.
- The investigation of the particle tunneling in the presence of quantum dissipation.
- The elaboration of the nuclear-chronometry methods by the account of excitations during the formation of the radioactive nuclei in natural processes.
- Research of the kinetics and dynamics of the lepton-nuclear and hadron-nuclear collisions.

**Nuclear Electronics and Automatic Means Department**

Head - Doctor of Techn. Sciences  
A.P. Voiter

Main fields of scientific activity:

- Analysis and working out of means for collecting, acquisition and analysis of data obtained in nuclear physics experiments.
- The development of nuclear-electronic equipment and creating on its basis the systems for auto-

досліджень на ядерно-фізичних установках інституту.

- Розробка спеціалізованого програмного забезпечення для автоматизованих систем ядерно-фізичних експериментів.
- Розробка програмного забезпечення для обробки даних та теоретичних розрахунків у ядерній фізиці.
- Розробка та аналіз методів і засобів підвищення ефективності роботи комп'ютерних мереж.
- Науково-технічне забезпечення експериментальних робіт на ядерно-фізичних установках.
- Розвиток та експлуатація локальної комп'ютерної мережі інституту.

#### **Лабораторія фізико-технічних проблем джерел ядерних випромінювань**

Керівник – канд. техн. наук М.Ф. Коломієць

Основні напрями науково-технічної діяльності:

- Розробка та експериментальне дослідження фізико-технічних характеристик метало-тритієвих (дейтерієвих) структур.
- Розробка та експериментальне дослідження фізико-технічних характеристик ядерно-фізичних приладів на основі метало-тритієвих (дейтерієвих) структур.
- Розробка та експериментальне дослідження фізико-технічних характеристик джерел ядерних випромінювань на основі метало-тритієвих структур, мішеней для прискорювачів заряджених частинок, тощо.
- Розробка та дослідження фізико-технічних характеристик малогабаритних відпаяних прискорювальних трубок для генерації нейтронів.
- Розробка та дослідження генераторів термо-ядерних нейтронів на основі прискорювальних трубок.
- Розробка технологічних методів виготовлення вищезазначених пристроїв та здійснення технологічних процесів їх виготовлення.

matization of experiments on the institute installations.

- Designing of specific software for the automatic systems used in nuclear-physic experiments.
- Designing the specific software for the data processing and theoretical calculations of the nuclear physics.
- Development and analysis of the methods and means to increase the efficiency of mono-channel networks functionality.
- Scientific and technical support of experiments on the institutes nuclear-physic devices.
- Development and exploiting the local institute network.

#### **The laboratory of the physicotchnical problems of the nuclear radiation sources**

Head – Candidate of Techn. Sciences

M.F. Kolomiets

Main fields of scientific and technical activity:

- Development and the experimental analysis of the technical characteristics of metal-tritium (metal-deuterium) structures.
- Development and the experimental study of the technical characteristics of nuclear physics instruments based on the metal-tritium (metal-deuterium) structures.
- Development and the experimental investigation of the technical characteristics of the nuclear radiation sources based on the metal-tritium structures, in particular, the targets for the charged particles accelerators.
- Development and study of the technical characteristics of small sealed-off accelerator tubes for the neutrons generation.
- Development and study of the generators of thermonuclear neutrons on the accelerator tubes basis.
- Development of the technological processes for the mentioned above instruments manufacture and their production.

### **Секція атомної енергетики / Atomic energy section**

#### **Відділ теорії ядерних реакторів**

Керівник – доктор фіз.-мат. наук,

професор В.М. Павлович

Основні напрями наукової діяльності:

- Теоретичне дослідження питань безпеки ядерних реакторів та ядерно небезпечних систем у стаціонарних і перехідних режимах. Розрахунки критичності і нейтронних параметрів, створення моделей перехідних процесів, в тому числі ава

#### **Department of the Nuclear Reactor Theory**

Head - Doctor of Phys.-math. Sciences,

Prof. V.M. Pavlovych

Main fields of scientific activity:

- The theoretical investigation of the nuclear reactor and nuclear system safety problems in steady state and transient regimes. The calculations of the criticality and neutron parameters, the development of the models of transient processes including hazar-

рійних.

- Розвиток методів діагностики скупчень ядернонебезпечних матеріалів, що діляться, (об'єкту «Укриття», сховищ відпрацьованого палива) на основі дискретних статистичних моделей нейтронних шумів. Розвиток методик вимірювання коефіцієнту розмноження та вигорання палива у глибоко підкритичних системах.
- Дослідження стаціонарних і перехідних режимів безпечних ядерних реакторів нового покоління. Аналітичне та чисельне дослідження швидких реакторів на повільній хвилі ядерних поділів (реактор Феоктістова). Створення фізичної концепції високопоточного підкритичного дослідницького реактора.
- Аналіз різноманітних нелінійних та стохастичних нейтронних процесів у широкому діапазоні збурень від обернених зв'язків та керування, стаціонарних та нестаціонарних режимів у критичному стані, меж стійкості. Побудова самоузгодженої нелінійної моделі кінетичних явищ нейтронної системи у критичному та підкритичному станах.
- Дослідження хаотичних режимів в енергетичних ядерних реакторах.
- Ядерно-фізичні дослідження в Антарктиді.

#### **Відділ проблем дозиметрії ядерних реакторів**

Керівник – кандидат фіз.-мат. наук

В.М. Буканов

Основні напрями наукової діяльності:

- Дослідження процесу формування й поширення нейтронного потоку в середовищі ядерного енергетичного реактора.
- Розробка та вдосконалення сучасних науково-обґрунтованих методик дозиметрії зразків-свідків, корпусу реактора типу ВВЕР та внутрішньо-корпусних пристроїв.
- Визначення умов опромінювання, поточного та накопиченого радіаційного навантаження корпусу реактора та внутрішньокорпусних пристроїв діючих енергетичних реакторів АЕС України.
- Визначення функціоналів нейтронного потоку, що діє на зразки-свідки металу корпусу реактора, які опромінювалися у реакторі ВВЕР-1000.

#### **Відділ нейтронної фізики**

Керівник – канд фіз.-мат. наук,

с. н. с. О.О. Грицай

Основні напрями наукової діяльності:

- Дослідження ядерно-фізичних характеристик атомних ядер на Київському дослідницькому реакторі ВВР-М.

dous.

- The developments of the methods of nuclear fission materials accumulation diagnostics (Object „Shelter“, spent fuel storages) on the base of discrete statistical models of neutron noises. The development of the methods of multiplication factor and fuel burnup measurements in deep subcritical systems.
- The investigation of the steady state and transient regimes of the safe nuclear reactors of the next generation. The analytical and numerical calculations of the slow autowave fission reactors (Feoktistov reactor). The development of the physical concept of the high flux subcritical research reactor.
- The analysis of the nonlinear and stochastic neutron processes with different perturbations due to feedbacks and reactor control, the stability analysis. The development of the self-consistent nonlinear models of the neutron kinetic processes in critical and subcritical states.
- The investigation of the chaotic regimes in power nuclear reactors.
- Nuclear investigations in Antarctica, the detection of the cosmic rays of ultrahigh energy using Antarctic ice.

#### **Department of the Nuclear Reactor Dosimetry Problems**

Head – Candidate of Phys.-math. Sciences

V.M.Bukanov

Main fields of scientific activity:

- Researches of formation and propagation of neutron flux in the power nuclear reactor environment;
- Developing and advancing of modern scientific methodologies for the dosimetry of surveillance specimens, WWER reactor pressure vessels and intravessel arrangements;
- Determination of irradiation conditions, current and accumulated radiation exposure of reactor pressure vessel and intravessel arrangements for Ukrainian operating power units;
- Determination of the neutron flux functionals influencing on surveillance specimens irradiated at WWER-1000 reactor.

#### **Neutron Physics Department**

Head – Candidate of Phys.-math. Sciences

O.O. Gritzay

Main fields of scientific activity:

- Investigation of nuclear and physical characteristics of nuclides at Kyiv Research Reactor WWR-M

- Визначення нейтронних перерізів при взаємодії квазімоноенергетичних нейтронів з середніми енергіями від теплових до  $\sim 150$  кеВ з високою точністю з метою отримання однозначних ядерно-фізичних характеристик, необхідних для розвитку модельних уявлень про механізми взаємодії нейтронів з ядрами.
- Визначення перерізів реакцій з вильотом заряджених частинок з метою вивчення процесів емісії заряджених частинок.
- Дослідження гамма-спектрів з реакції усередненого по резонансах радіаційного захоплення нейтронів з метою отримання інформації про спіни та парності збуджених станів ядер.
- Вдосконалення існуючих та впровадження нових експериментальних методик, розробка та впровадження нових нейтронних фільтрів (в тому числі для задач бор-нейтрон захватної терапії).
- Забезпечення діяльності Українського центру ядерних даних (<http://ukrndc.kinr.kiev.ua>): компіляція експериментальних ядерних даних українських вчених у міжнародну систему CSISRS; накопичення та оновлення інформаційної бази для проведення ядерно-фізичних розрахунків; розповсюдження комп'ютерних програм для фундаментальних і прикладних розрахунків.

#### **Відділ дослідницького ядерного реактора**

Керівник – доктор фіз.-мат. наук,  
член-кор. НАН України В.І. Слісенко

Основні напрями наукової діяльності :

- Науково-технічна підтримка експлуатації дослідницького ядерного реактора.
- Дослідження низькоенергетичних збуджень конденсованого стану речовини (коливання атомів і молекул, дифузія атомів і молекул, ефекти кристалічного електричного поля в сполуках рідкоземельних елементів) за допомогою спектроскопії повільних нейтронів.
- Дослідження ядер, що діляться, за допомогою спектрометрії множинності.
- Розробка радіаційних технологій, зокрема отримання радіоактивних ізотопів.
- Розробка методів визначення вмісту радіоактивних речовин, що діляться.

#### **Навчальний центр з фізичного захисту, обліку та контролю ядерного матеріалу**

Керівник – канд. фіз.-мат. наук В.І. Гаврилюк  
Основні напрями наукової та освітньої діяльності:

- Розробка нормативно-правових актів з фізичного захисту, обліку та контролю ядерних матеріалів.

- Determination of high precision neutron cross sections by the interaction of quasimonoenergy neutrons with energies from thermal up to  $\sim 150$  keV for unambiguous determination of information necessary for modeling of mechanism of neutron interaction with nuclei
- Determination of cross sections of the reactions accompanied by the charge particle.
- Investigation of gamma spectra from the averaged over resonances neutrons capture for obtaining the data on spin and parity of excited nuclear states
- Improvement of existing and implementation of new experimental technique, such as new neutron filters (in particular, for the tasks of Boron Neutron Capture Therapy)
- Ensuring the Ukrainian Nuclear Data Center (<http://ukrndc.kinr.kiev.ua>) activity: compilation to EXFOR/CSISRS international database of the experimental nuclear data obtained by Ukrainian scientists; development and updating of databases for nuclear and physics calculations; distribution of computer codes for fundamental and applied calculations.

#### **Department for Nuclear Research Reactor**

Head – Corresponding Member of National Academy of Sciences of Ukraine V.I. Slisenko

Main fields of scientific activity:

- Scientific and technical support of operation of Nuclear Research Reactor.
- Investigation of low-energy excitation of condensed state of material (atoms and molecules vibrations, atoms and molecules diffusion, effects of crystal electric field in materials of rare-earth elements) by means of slow-neutrons spectroscopy.
- Research of fissionable nucleus with multiplicity spectroscopy.
- Development of radiation technology methods, especially for the generation of radioactive isotopes.
- Development of methods for testing of fissile radioactive substances.

#### **George Kuzmycz Training Center for Physical Protection, Control and Accounting of Nuclear Material (GKTC)**

Head – Candidate of Phys.-math. Sciences  
V.I.Gavryliuk

Main fields of scientific and educational activity:

- Development of regulatory documents on physical protection, control and accounting of nuclear materials.

- Науково-технічний супровід та участь у проведенні державної експертизи в галузі обліку та контролю ядерних матеріалів, фізичного захисту ядерних установок, ядерних матеріалів.
- Підвищення кваліфікації фахівців з фізичного захисту, обліку та контролю ядерних матеріалів.
- Розробка та впровадження на ядерних установках України автоматизованих систем обліку та контролю ядерних матеріалів.
- Розробка методів неруйнівного контролю ядерного палива АЕС України.
- Організація та проведення науково-технічних конференцій, робочих зустрічей, семінарів з актуальних питань фізичного захисту, обліку та контролю ядерних матеріалів.

Навчальний центр співпрацює з національними лабораторіями Міністерства енергетики США, з Об'єднаним дослідницьким центром Європейської комісії, МАГАТЕ, навчальними центрами з фізичного захисту, обліку та контролю Російської Федерації, з підрозділами Мінпаливенерго, МНС, Держатомрегулювання, МВС та СБУ України, причетними до фізичного захисту, обліку та контролю ядерних матеріалів.

У Навчальному центрі підвищують кваліфікацію фахівців України, СНД та Балтії. МАГАТЕ спільно з Навчальним центром проводить регіональні навчальні курси для фахівців Центральної та Східної Європи.

- Scientific and technical support and participation in the state expertise in the field of control and accounting of nuclear materials, physical protection of nuclear facilities, nuclear materials.
- Qualification upgrading of specialists involved to physical protection, control and accounting of nuclear materials.
- Design and implementation of computer aided systems for control and accounting of NM at Ukrainian nuclear facilities.
- Development of NDA methods for nuclear fuel of Ukrainian NPPs.
- Organization and carrying out of scientific and technical conferences, technical meetings, workshops on actual topics of physical protection, control and accounting of nuclear materials.
- GKTC cooperates with national laboratories of US DOE, with Joint Research Center of European Commission, IAEA, training centers for physical protection, control and accounting of nuclear materials of Russian Federation, with departments of the Ministry of Fuel and Energy of Ukraine, Ministry for Emergencies, State Nuclear Regulatory Committee, Ministry of Interior and Security Service of Ukraine that related to physical protection, control and accounting of nuclear material.
- GKTC activity aims at raising the level of qualification of Ukrainian specialists, CIS and Baltic countries specialists. Mutually with GKTC the IAEA arrange regional training courses for specialists from Central and Eastern Europe.

## Секція фізики твердого тіла / Solid state physics section

### Відділ теоретичної фізики

Керівник – доктор фіз.-мат. наук, член-кор. НАН України, професор В.Й. Сугаков

Основні напрями наукової діяльності:

- Фазові перетворення та ефекти самоорганізації в кристалах при ядерному та електромагнітному опроміненні.
- Енергетичні спектри, оптичні властивості та спінові ефекти низькорозмірних напівпровідникових структур.
- Теоретичні дослідження транспорту носіїв заряду в напівпровідникових полімерах.
- Теорія напівпровідникових кремнієвих детекторів.
- Розсіювання нейтронів та месбауерівського випромінювання конденсованою речовиною.
- Теорія спектрів атомних ядер, що обертаються.

### Department of Theoretical Physics

Head - Corresponding Member of National Academy of Sciences of Ukraine, Prof. V.I. Sugakov

Main fields of scientific activity:

- Phase transitions and self-organization effects in crystal under nuclear and electromagnetic irradiation.
- Energy spectra, optical properties and spin effects in low dimensional semiconductor structures.
- Theoretical research of the charge carrier transport in semiconductor polymers.
- Theory of the silicon-based semiconductor detectors.
- Neutron and Mössbauer radiation scattering by the condensed matter.
- Theory of the spectra of rotating atomic nuclei.

**Відділ радіаційної фізики**

Керівник – доктор фіз.-мат. наук,  
професор П.Г. Литовченко

Основні напрями наукової діяльності:

- Дослідження впливу ядерних випромінювань на фізичні властивості атомарних і бінарних напівпровідників та приладів на їх основі.
- Дослідження радіаційних і ростових дефектів у напівпровідниках та кінетики перебудови дефектно-домішкових комплексів.
- Нейтронно-трансмутаційне легування напівпровідників і вивчення їх властивостей.
- Розробка та виготовлення різних типів напівпровідникових детекторів для дозиметрії та спектрометрії ядерних випромінювань.

**Відділ радіаційного матеріалознавства**

Керівник – доктор фіз.-мат. наук, член-кор.  
НАН України, професор Е.У. Гринік

Основні напрями наукової діяльності:

- Визначення закономірностей радіаційного пошкодження твердих тіл, вибір найбільш перспективних конструкційних матеріалів реакторобудування.
- Радіаційно-матеріалознавчі аспекти безпеки діючих реакторів, зокрема дослідження радіаційного окрихчування корпусної сталі та визначення ресурсу безпечної роботи корпусів реакторів типу ВВЕР-1000.
- Дослідження кінетики точкових дефектів при опроміненні та ролі радіаційних та термічних вакансій у зерномежевій релаксації.

**Секція фізики плазми / Plasma physics section****Відділ теорії ядерного синтезу**

Керівник – доктор фіз.-мат. наук,  
професор Я.І. Колесниченко

Основні напрями наукової діяльності:

Теоретичні дослідження фізичних процесів у плазмі тороїдальних термоядерних систем, передусім, процесів, пов'язаних з іонами високих енергій (надтепловими іонами). Розробляються питання фундаментального характеру, а також такі, що спрямовані на пояснення конкретних експериментальних даних та передбачення нових ефектів, зокрема:

- Альфвенівські спектри та нестійкості в стелараторах.
- Фішбон-нестійкості в токамаках та сферичних торах.
- Класичний транспорт енергійних іонів у токамаках.
- Стохастична дифузія енергійних іонів у стелараторах.

**Department of radiation physics**

Head - Doctor of Phys.-math. Sciences,  
Prof. P.G. Litovchenko

Main fields of scientific activity:

- Investigations of the nuclear radiation influence on physical properties of monoatomic and binary semiconductors and devices on their basis.
- Investigations of radiation and growing defects in semiconductors and kinetics of reconstruction of defect-impurity complexes.
- Neutron transmutation doping of semiconductors and study of their properties.
- Development and producing of different types of semiconductor detectors for dosimetry and spectrometry of nuclear radiation.

**Department for radiation material science**

Head - Corresponding Member of National  
Academy of Sciences of Ukraine, Prof. E.U. Grynik

Main fields of scientific activity:

- Determination of regularities of the radiation damage of solids, selection of the most perspective structural materials for the nuclear reactor industry.
- Radiation and material study aspects of the operating reactors safety, investigation of the irradiation embrittlement of RPV steel and determination of the safe operation life time of WWER-1000 type reactor vessels, in particular.
- Research of kinetics of point defect under irradiation and role of the radiation and thermal vacancies in the grain-boundary relaxation.

**Fusion Theory Division**

Head – Doctor of Phys.-math. Sciences,  
Prof. Ya.I. Kolesnichenko

Main fields of scientific activity:

Theoretical research of physical processes in plasmas of toroidal fusion devices: stellarators, tokamaks, and spherical tori. The emphasis is done on the investigations of processes associated with energetic ions (superthermal ions), which are produced by fusion reactions, neutral beam injection, and the high-frequency heating of the plasma. Both fundamental theory and theory aimed at explaining particular experimental data and predicting new effects are developed. The main scientific topics are as follows:

- Alfvén spectra and instabilities in stellarators
- Fishbone instabilities in tokamaks and spherical tori
- Classical transport of energetic ions in tokamaks

- Транспорт енергійних іонів у МГД-активній плазмі сферичних торів.
- Моделювання фізичних процесів у токамаках та стелараторах, зокрема, у стелараторах лінії Вендельштайн, токамаці JET та у реакторі ITER.

#### **Відділ теорії плазми**

Керівник – доктор фіз.-мат. наук,  
с. н. с. К.П. Шамрай

Основні напрями наукової діяльності:

- Теоретичне дослідження нелінійних явищ взаємодії хвиль і частинок у нерівноважній плазмі та їх впливу на процеси нагрівання та переносу.
- Дослідження нелінійних хвильових структур (солітонів, вихорів) у плазмі та інших нелінійних середовищах.
- Вивчення хвильових процесів у густій низькотемпературній плазмі височастотних індукційних джерел.
- Застосування результатів фундаментальних досліджень для вирішення проблеми керованого термоядерного синтезу та розробки плазмових технологій.

#### **Відділ фізики плазми**

Керівник – доктор фіз.-мат. наук,  
професор Г.С. Кириченко

Основні напрями наукової діяльності:

Експериментальне дослідження властивостей низькотемпературної плазми:

- Дослідження процесів проникнення електромагнітних полів крізь плазмові бар'єри в неоднорідній плазмі.
- Розробка моделі поведінки граничного шару надгустої плазми і конденсованого середовища (рідини) при імпульсному електричному розряді.
- Дослідження фізики вакуумних дугових розрядів та розробка фізико-технічних основ плазмової технології обробки матеріалів.
- Дослідження хімічно активної плазми височастотних розрядів у регульованих магнітних полях і створення на базі цих досліджень плазмохімічних реакторів і установок для травлення матеріалів мікро- і наноелектроніки, мікромеханіки, НВЧ-техніки, сонячної енергетики, тощо.
- Дослідження фізики височастотних розрядів, збуджуваних потенціальними та вихровими електромагнітними полями.

- Stochastic diffusion of energetic ions in stellarators.
- Transport of energetic ions in MHD active plasmas
- Modeling of physical processes in tokamaks and stellarators, in particular, in Wendelstein-line stellarators, tokamaks JET and ITER.

#### **Plasma Theory Department**

Head – Doctor of Phys.-math. Sciences  
K. P. Shamrai

Main fields of scientific activity:

- Theoretical investigation of nonlinear wave and particle interactions in non-equilibrium plasmas and of their effect on heating and transport processes.
- Study of nonlinear wave structures (solitons, vortices) in plasmas and other nonlinear media.
- Examination of wave processes in dense, low-temperature plasmas of radio-frequency inductive sources.
- Applications of basic research results to solving the problem of controlled fusion and to development of plasma technologies.

#### **Plasma Physics Department**

Head – Doctor of Phys.-math. Sciences,  
Prof. G.S. Kirichenko

The basic scientific activity is experimental investigations of low-temperature plasma properties:

- Examination of the processes of electromagnetic field penetration through plasma barriers in nonuniform plasmas.
- Development of the model of the boundary layer between an overdense plasma and a condensed medium (a liquid) at a pulsed electric discharge.
- Study on physics of vacuum arc discharges, and development of physical and technical basis for plasma materials processing technologies.
- Study of chemically active plasmas of radio-frequency discharges in controllable magnetic fields, and development on this basis of plasmachemical reactors and facilities for etching of materials in micro- and nano-electronics, micromechanics, microwave engineering, solar power engineering etc.
- Investigation of high-frequency discharges driven by potential and vortex electromagnetic fields.

**Секція радіоекології та радіобіології / Radioecology and radiobiology section****Центр екологічних проблем  
атомної енергетики**

Керівник - канд. фіз.-мат. наук,  
с. н. с. В.В. Тришин

Основні напрями наукової діяльності:  
радіоекологічні:

- Дослідження особливостей міграції природних і техногенних радіонуклідів у компонентах наземних та водних екосистем різних ґрунтово-кліматичних зон України.
  - Вивчення впливу аварії на ЧАЕС на наземні та водні екосистеми України.
  - Розробка радіоаналітичних методів (радіохімічні, альфа-, гамма- спектрометричні, нейтронно-активаційні) визначення вмісту радіонуклідів і важких металів у зразках довкілля та визначення характеристик ядерних матеріалів.
  - Математичне моделювання радіаційного стану системи “АЕС – довкілля”.
  - Створення карт радіаційного забруднення території, які постраждали від аварії на ЧАЕС або знаходяться в зоні впливу діючих АЕС України.
  - Прогнозування дозових навантажень на населення, яке проживає в зонах впливу підприємств атомної енергетики.
  - Еколого-експертні роботи з питань охорони довкілля і захисту населення на різних стадіях проектування та експлуатації підприємств ядерного паливного циклу.
  - Проведення регламентного радіоекологічного моніторингу впливу на компоненти довкілля дослідницького ядерного реактора ВВР-М і тритієвих лабораторій, розташованих на території ІЯД.
- радіобіологічні:
- Вивчення ефектів і закономірностей впливу довготривалого низькопотужного опромінення на генетичний матеріал на рівні хромосом і генів, мембранних структур соматичних клітин людини.
  - Цитогенетичний моніторинг персоналу об'єкта “Укриття” та самопоселенців зони відчуження ЧАЕС.

**Center for ecological problems  
of atomic energy**

Head – Candidate of Phys.-math. Sciences  
V.V. Trishin

Main fields of scientific activity:  
Radioecological:

- Research of natural and technogenical radionuclides peculiarities in ground and water ecosystems components of different Ukrainian ground-climatic zones.
- Research of Chernobyl accident influence on ground and water ecosystems.
- Elaboration of the radioanalytical methods (radiochemical,  $\alpha$ ,  $\gamma$ -spectrometrical, neutron-activated), determination of radionuclides and heavy metals content in environmental samples, determination of nuclear materials characteristics.
- Mathematical simulation of radiation in “NPP-environment” system.
- Creation of the maps of the radioactive contamination for ChNPP and other operating Ukrainian NPP influenced zone, suffered during the accident.
- Forecast of doses for population who live in of atomic energy enterprises influenced zone.
- Ecological examinations in the field of the environment and population protection on different stages of design and operation of atomic energy enterprises.
- Regulational radioecological monitoring of the nuclear research reactor WWR-M environment and tritium laboratories, located in KINR.

Radiobiological:

- Study of the effects and patterns of long term low dose rate irradiation influence to the genetic substances on chromosome and genes level and membrane structures of human somatic cells.
- “Shelter” object personnel and self-settlers NPP Exclusion Zone cytogenetic monitoring.



# Анотації робіт з ядерної фізики

## EQUATION OF STATE FOR FINITE NUCLEI

V. M. Kolomietz, A. I. Sanzhur

*Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv*

In the present work, following the ideology of the extended Thomas - Fermi approximation (ETFA) with effective Skyrme-like forces we study the asymmetric nuclei on the beta-stability line and beyond. We combine the ETFA and the direct variational method assuming that the neutron and proton density distributions are sharp, i.e., that corresponding particle densities fall from their bulk values to zero within a narrow region around the surface. One of the advantages of used direct variational method is the possibility to obtain the transparent relations for outcome quantities analytically. The key element of this method is a choice of the profile functions for the total particle density  $\rho_+$  and the neutron excess density  $\rho_-$ , which were taken in the form of generalized Fermi distributions as following

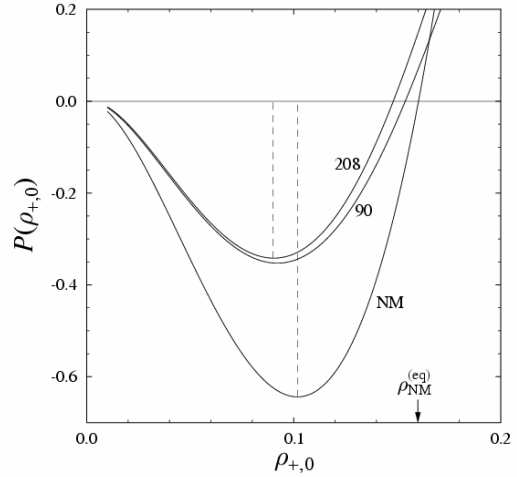
$$\begin{aligned}\rho_+(r) &= \rho_{+,0} f(r), \\ \rho_-(r) &= \rho_{-,0} f(r) - \frac{1}{2} \rho_{+,0} \frac{df(r)}{dr} \Delta.\end{aligned}\quad (1)$$

Here  $f(r) = [1 + \exp[(r-R)/a]]^{-\delta}$ , the values  $\rho_{+,0}$  and  $\rho_{-,0}$  are related to the bulk of nucleus,  $R$  is the nuclear radius,  $a$  is the diffuseness parameter,  $\Delta$  is the parameter of the neutron skin and parameter  $\delta$  determines the behavior of the trial functions (1) within the nuclear surface region. The unknown variational parameters  $\rho_{\pm,0}$ ,  $R$ ,  $a$ ,  $\Delta$  and  $\delta$  must be derived from the requirement of the minimum of the total energy  $E$  of the nucleus provided the total number of nucleons  $A$ , and the neutron excess  $N-Z$  are kept constant. In general, the total energy of nucleus can be evaluated beyond the equilibrium point  $\rho_{+,0} = \rho_{+,0}^{(eq)}$ . In particular, one can evaluate the equation of state, namely, the dependence of the internal pressure  $P$  on the bulk density  $\rho_{+,0}$ ,

$$P = \rho_{+,0}^2 \left. \frac{\partial(E/A)}{\partial \rho_{+,0}} \right|_{A,X}, \quad (2)$$

where  $X = (N-Z)/A$  is the asymmetry parameter. Note that the energy per particle  $E/A$  in (2) should be minimized at fixed  $\rho_{+,0}$  with respect to the rest of the trial function parameters. In Figure we have plot-

ted the equation of state  $P = P(\rho_{+,0})$  for two nuclei  $^{90}\text{Zr}$  and  $^{208}\text{Pb}$ . In agreement with (2), the equilibrium condition for the ground state of the nucleus at  $\rho_{+,0} = \rho_{+,0}^{(eq)}$  means that  $P(\rho_{+,0}^{(eq)}) = 0$ . In Figure, the minimum of the pressure is located at  $\rho_{+,0} = \rho_{+,0}^{(crit)} \neq 0$ . The nucleus is unstable within the spinodal instability region  $\rho_{+,0} < \rho_{+,0}^{(crit)}$ , where the incompressibility coefficient is negative  $K_A = 9 \partial P(\rho_{+,0}) / \partial \rho_{+,0} < 0$ . In Table we show the ratio  $\rho_{+,0}^{(crit)} / \rho_{+,0}^{(eq)}$  for the nuclear matter and the finite nuclei for different Skyrme forces.



The equation of state for nuclei  $^{90}\text{Zr}$ ,  $^{208}\text{Pb}$  and the nuclear matter. The calculation was performed for SkM forces. The area on the left-hand side of the dashed straight lines is the spinodal instability region for the nuclear matter and the nucleus  $^{208}\text{Pb}$ .

### The result of calculation of $\rho_{+,0}^{(crit)} / \rho_{+,0}^{(eq)}$ for the three different forces

Force	NM	$^{208}\text{Pb}$	$^{120}\text{Sn}$	$^{90}\text{Zr}$
SkM	0.635	0.610	0.602	0.598
Sly230b	0.639	0.614	0.605	0.601
SIII	0.674	0.657	0.657	0.648

The interesting point is that the critical density for nuclear matter exceeds the one for finite nuclei.

This work is published in Eur. Phys. J. A **38**, 345 (2008).

NON-MARKOVIAN LANGEVIN APPROACH TO NUCLEAR FISSION DYNAMICS

V. M. Kolomietz, S. V. Radionov

*Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv*

Nuclear large scale dynamics (nuclear fission, heavy ion collisions and etc.) can be studied by using the concept of macroscopic motion for a few collective degrees of freedom, which are chosen to describe the gross properties of the nuclear dynamics. Such approaches are acceptable for the slow collective motion where the fast intrinsic degrees of freedom exert forces on the collective variables. The crucial point there is the separation of the total energy of the system into potential energy, collective kinetic energy and dissipation energy. Moreover, the dissipation of collective motion implies fluctuations in the corresponding collective variables, as follows from the fluctuation-dissipation theorem.

We start by discussing the complex dynamics of the intrinsic degrees of freedom of the nuclear many-body system. We use the random matrix approach which is generalized to several collective (deformation) parameters  $q(t) \equiv \{q_1(t), \dots, q_N(t)\}$ . The resulting equation of motion for nucleonic modes are given in terms of the time evolution of ensemble averaged occupancies  $\bar{\rho}(E, t)$  of nuclear many-body states

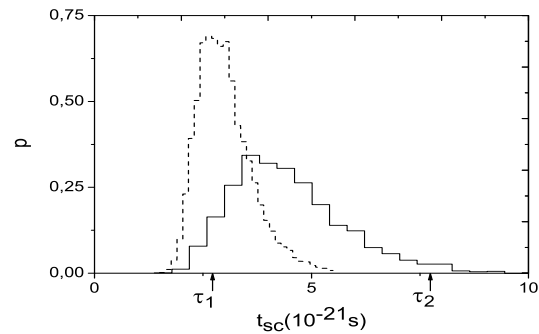
$$\Omega(E) \frac{\partial \bar{\rho}(E, t)}{\partial t} = \sum_{i,j} \int_0^t dt' \exp\left(-\frac{|t-t'|}{\hbar/\Gamma_{ij}}\right) \sqrt{s_{ij}(t)s_{ij}(t')} \times \\ \times \dot{q}_i(t)\dot{q}_j(t') \frac{\partial}{\partial E} \left[ \Omega(E) \frac{\partial \bar{\rho}(E, t')}{\partial E} \right], \quad (1)$$

where  $s_{ij}^2(q)$  and  $\Gamma_{ij}$  are, correspondingly, the strengths and spreading widths of the energy distributions of matrix elements, describing the coupling between the intrinsic and collective subsystems, and  $\Omega(E)$  is the average nuclear level-density at excitation energy  $E$ .

Equations of motion for the nuclear deformation parameters  $q(t)$  were obtained from the condition of conservation of the total energy of the many-body system:

$$B_{ij} \ddot{q}_j = - \sum_{j,k} \frac{\partial B_{ij}}{\partial q_k} \dot{q}_j \dot{q}_k - \frac{\partial E_{def}}{\partial q_i} - \frac{\Omega}{\Omega} \int_0^t dt' \exp\left(-\frac{|t-t'|}{\hbar/\Gamma_{ij}}\right) \times \\ \times \sqrt{s_{ij}(t)s_{ij}(t')} \dot{q}_j(t') + \xi_i(t), \quad (2)$$

where  $B_{ij}$  are the collective mass coefficients,  $E_{def}$  is the collective energy of deformation and  $\xi_i$  is the random force. By using some simplifications, we have applied the model description of collective large-amplitude dynamics (2) to symmetric fission of the nucleus  $^{236}\text{U}$  at finite temperature. The nuclear shape was treated in terms of a 2-parametric family of the Lorentz shapes. We have calculated the distribution of times of motion from the top of fission barrier to a scission point. In Figure we show the probability distributions  $p$  of descent times  $t_{sc}$  to the scission point for two values of relaxation time  $\tau \equiv \hbar/\Gamma$ :  $\tau_1 = 2 \cdot 10^{-23}$  s (memory effects in the system (2) are quite weak) and  $\tau_2 = 8 \cdot 10^{-23}$  s (the memory effects are fairly strong). Vertical arrows show the descent times of motion in the absence of the random force. We can see from Figure that the inclusion of the random force into non-Markovian collective dynamics accelerates significantly the nuclear descent from the fission barrier.



Probability density distribution  $p$  of descent time  $t_{sc}$  for symmetric fission of nucleus  $^{236}\text{U}$  at the relaxation times  $\tau_1 = 2 \cdot 10^{-23}$  s (dashed line) and  $\tau_2 = 8 \cdot 10^{-23}$  s (solid line).

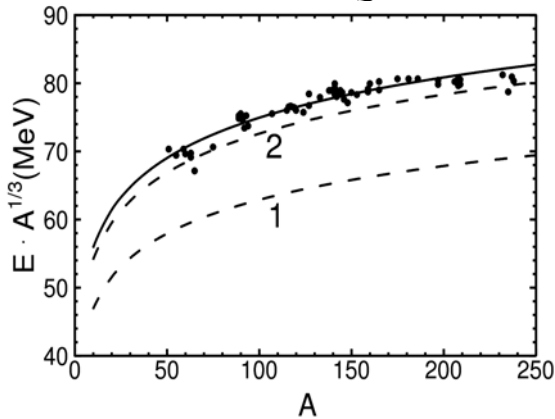
This work is published in Phys. Rev. C **77**, 014305(10) (2008) and Preprint arXiv[nucl-th]: 0812.1428.

**A-DEPENDENCE OF IVGDR ENERGY AND ENHANCEMENT FACTOR  
IN FINITE NUCLEI**

**V. M. Kolomietz, S. V. Lukyanov**

*Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv*

We consider the energy weighted sums (EWS) for isovector giant dipole resonances (IVGDR) in finite nuclei within the Landau's kinetic theory. The dependence of both IVGDR energy,  $E_{IVGDR}$ , and EWS enhancement factor,  $\kappa(A)$ , on the mass number  $A$  occurs due to the boundary condition on moving nuclear surface. An inclusion of the effective isovector surface stiffness  $Q$  into the boundary condition leads to the  $A$ -dependence of value  $qR$  ( $q$  is the wave number and  $R$  is the nuclear radius) which becomes significantly smaller than the Steinwedel - Jensen's estimate  $qR = 2.08$ . Using the obtained value of  $qR$ , we have described the IVGDR energies quite satisfactorily, see Figure. Fitting the slope of the energy dependence on the mass number  $A$  to the experimental data, we have estimated the value of the effective isovector surface stiffness as  $Q \approx 11$  MeV.



Dependence of the IVGDR energy on the mass number  $A$ : the dashed line 1 is the first-sound regime without Fermi surface deformation; the dashed line 2 is the calculation which includes the Fermi surface deformations up to the quadrupole only; the solid line was obtained from the dispersion equation and the secular equation. The dots are the experimental data.

The dependence of the effective nucleon-nucleon interaction on the nucleon velocity causes the exceeding of 100 % of the TRK sum rule for the IVGDR. The corresponding enhancement factor  $\kappa_{NM}$  of the EWS in an infinite nuclear matter depends on the interaction amplitudes  $F_l$  and  $F'_l$ . In finite nuclei, the  $A$ -dependence of the EWS enhancement factor  $\kappa(A)$  occurs due to the boundary condition. We have shown that the value of  $\kappa(A)$  increases with  $A$ . A fit of the enhancement factor to the proper experimental data allowed us to estimate the value of the isovector Landau's amplitude as  $F'_l = 1.1$ . The obtained value of  $F'_l$  exceeds the estimate  $F'_l = 0.5 \div 0.7$  which was earlier derived from Skyrme forces for the infinite nuclear matter. This exceeding appears because our derivation of  $F'_l$  is related to the interior of finite nucleus. For finite nuclei, the Landau's amplitudes  $F_k$  and  $F'_k$  are  $r$ -dependent ones by heaving a bump within the nuclear surface. That increases effectively the bulk values of  $F_k$  and  $F'_k$  in the limit of sharp nuclear surface which is assumed in present work.

We show that the value of the enhancement factor  $\kappa(A)$  is about 10 % for light nuclei and reaches about 20 % for heavy nuclei. For the nuclei with  $A > 100$ , our results are close to the experimental data obtained by the Livermore group. We note also that  $A$ -behaviour of the enhancement factor obtained in our Fermi-liquid approach is similar to the one derived from the microscopic RPA calculations, but the RPA results are significantly shifted up with respect to the experimental data.

This work has been submitted to Phys. Rev. C, and published as Preprint arXiv[nucl-th]: 0807.0089.

SELF-CONSISTENCY IN SEMICLASSICAL PAIRING THEORY

V. I. Abrosimov<sup>1</sup>, D. M. Brink<sup>2</sup>, A. Dellafiore<sup>3</sup>, F. Matera<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv

<sup>2</sup> Oxford University, Oxford, U.K.

<sup>3</sup> Istituto Nazionale di Fisica Nucleare and Università di Firenze, Firenze, Italy

Recently, we tried to develop a semiclassical approach to the time-dependent Hartree - Fock - Bogoliubov theory [1]. This was done by studying appropriate kinetic equations [2] and by introducing a constant- $\Delta$  approximation which should be reasonable for small systems like nuclei. It is well known that such an approximation violates the continuity equation and consequently introduces spurious contributions into the density strength function and its energy-weighted sum rule (EWSR). This problem was solved in [1] by means of an appropriate prescription which enforces upon the density fluctuations the constraint coming from the continuity equation, however a prescription is not very satisfactory from a theoretical point of view and here we want to improve on that approach by introducing better kinetic equations that do not need any prescription in order to satisfy the continuity equation and the EWSR.

While in [1] the (complex) time-dependent Wigner-transformed pairing field  $\Delta(\vec{r}, \vec{p}, t)$  was approximated with a real, constant, phenomenological parameter  $\Delta$ , here we study the improved approximation in which, for small density fluctuations

$$\Delta(\vec{r}, \vec{p}, t) \approx \Delta + \delta\Delta(\vec{r}, t) = \Delta + \delta\Delta^r(\vec{r}, t) + i\delta\Delta^i(\vec{r}, t).$$

Thus, in the present approximation, the pairing field is allowed to oscillate and to become complex, the possible momentum dependence of the complex fluctuations is neglected though, in order to simplify the theory. The static pairing field is approximated with the same phenomenological constant used in [1]. We study the new set of equations of motion that arise in this improved approximation and determine the effects of the additional terms on the density response function of nuclei.

Compared to [1], the present approach contains the two extra unknown functions  $\delta\Delta^r(\vec{r}, t)$  and  $\delta\Delta^i(\vec{r}, t)$ , hence we need two additional equations in order to determine these quantities. Two appropriate equations can be obtained from the self-consistency relation (gap equation), see [2]. By differentiating the gap equation, we get the first-order relation

$$\int d\vec{p} \left( \delta\kappa(\vec{r}, \vec{p}, t) - \kappa_0(\vec{r}, \vec{p}) \frac{\delta\Delta(\vec{r}, t)}{\Delta_0(\vec{r})} \right) = 0,$$

where  $\kappa_0(\vec{r}, \vec{p})$  and  $\Delta_0(\vec{r})$  are real equilibrium pair correlation function and pairing field, respectively, while  $\delta\kappa$  and  $\delta\Delta$  are their complex fluctuations. These conditions take into account the residual pairing interaction in a self-consistent way.

Here we neglect the fluctuations of the mean field due to that part of the interaction which is not related to pairing, hence the only collective effects taken into account here are those due to the pairing interaction.

We get that, compared to the constant- $\Delta$  approximation of [1], the density response function contains two extra contributions:

$$R(\omega) = R^{cd}(\omega) + R^r(\omega) + R^i(\omega),$$

the first term is just the same as in the constant- $\Delta$  approximation, while the two extra terms are due to the fluctuations of the real and imaginary parts of the pairing field, respectively. By using the expansion of the response function valid for large values of  $\omega$ , it can be checked that, contrary to the constant- $\Delta$  approximation, the present self-consistent theory gives the correct value of EWSR (the same as for uncorrelated systems). The correct result is due to the fluctuations of the imaginary part of pairing field, while the fluctuations of the real pairing field give no contribution to EWSR.

We have found that the terms associated with the pairing-field oscillations may introduce new collective eigenfrequencies. It is interesting to note that our equation for new collective eigenfrequencies is the semiclassical version of the dispersion relation for pairing vibrations (see for example [3]).

1. V. I. Abrosimov, D. M. Brink, A. Dellafiore, and F. Matera, Nucl. Phys. A **800**, 1 (2008).
2. M. Urban and P. Schuck, Phys. Rev. A **73**, 013621 (2006).
3. D. M. Brink and R. A. Broglia, *Nuclear Superfluidity* (Cambridge University Press, Cambridge, UK, 2005).

## SEMICLASSICAL SHELL-STRUCTURE ENERGIES IN FINITE HEATED FERMI SYSTEMS

 A. G. Magner<sup>1</sup>, A. S. Sitdikov<sup>2</sup>, A. M. Gzhebinsky<sup>1</sup>
<sup>1</sup>*Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv*
<sup>2</sup>*Kazan State Power-Engineering University, Russia*

Semiclassical shell-structure internal nuclear energy  $\delta E$  of the grand canonical ensemble with help of the periodic orbit theory (POT) was re-derived analytically for any mean-field potential wells within nanostructure models based on the Strutinsky shell correction method with smoothing over the chemical potential. For zero temperature one has [1]

$$\delta E = \sum_{\beta} \delta U_{\beta}, \quad \delta U_{\beta} = 2(\hbar/t_{\beta})^2 \delta g_{\beta}(\lambda), \quad (1)$$

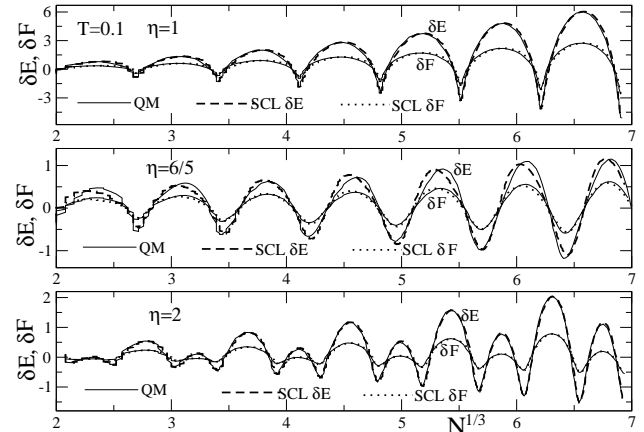
where sum is taken over periodic orbits  $\beta$  (or families in the case of Hamiltonian symmetries) in potential well,  $\delta g_{\beta}(\lambda)$  is the component of the POT sum for the level density  $\delta g(\varepsilon) = \sum_{\beta} \delta g_{\beta}(\varepsilon)$  at the single-particle energy  $\varepsilon = \lambda$ ,  $\lambda$  is the chemical potential related to the particle number  $N$  in nucleus,  $t_{\beta}$  is the time of particle motion along the orbit  $\beta$ . For the shell-structure internal energy  $\delta E$  at finite temperature  $T$  of nucleus, with the thermodynamic relations  $\delta E = \delta F + T\delta S$  and  $\delta F(T, N) = \delta \Omega(T, \lambda)$  for the free energy shell correction and the semiclassical expressions for the thermodynamic potential  $\delta \Omega(T, \lambda)$  [1] and entropy  $\delta S$ , one obtains

$$\delta E = \sum_{\beta} \delta U_{\beta} \text{ch}(\pi Z_{\beta}) Q^2(Z_{\beta}) \quad (2)$$

with  $Q(Z) = \pi Z / \text{sh}(\pi Z)$ ,  $Z_{\beta} = t_{\beta} T / \hbar$ .

Figure shows perfect agreement of the semiclassical and quantum calculations of the shell-structure thermodynamic potentials  $\delta E$  and  $\delta F$  versus particle number  $N^{1/3}$  for critical bifurcation deformations of the axially-symmetric deformed harmonic oscillator Hamiltonian with frequencies  $\omega_x = \omega_y = \omega_{\perp}$  and  $\omega_z$  and deformations  $\eta = \omega_{\perp} / \omega_z$  ( $\omega_{\perp}^2 \omega_z = \omega_0^3$ ). As seen from the bottom panel of Figure in the superdeformed region at  $\eta = 2$ , we note a nice interference effect of contributions of the periodic 3-dimensional (3D) orbits of maximal classical degeneracy  $K = 4$  with the equatorial (EQ) orbits in the plane  $z = 0$  of smaller degeneracy  $K = 2$ . The main period of oscillations ( $\propto 1/t_K$ ) is determined by the time of motion

along the leading 3D orbits  $t_4 = 2\pi(n_{\perp}^2 n_z)^{1/3} / \omega_0$ , ( $n_{\perp}$  and  $n_z$  are mutually integer numbers in the periodic-orbit relation  $\omega_{\perp} / \omega_z = n_{\perp} / n_z$ ). The modulation is explained by the period of EQ orbits  $t_2 = 2\pi / \omega_{\perp}$  smaller in factor two than  $t_4$ . A large effect of the thermal (entropy) component  $T\delta S$  of the shell-structure internal energy  $\delta E$  with respect to the free energy shell correction  $\delta F$  was found analytically even for temperatures  $T$  much smaller than a distance between the nucleon gross-shells ( $\sim \hbar \omega_0$ ) near the Fermi surface.



Semiclassical shell-structure internal  $\delta E$  (2) and free  $\delta F$  [1] energies as functions of particle number  $N$  for the harmonic oscillator at deformations  $\eta = 1, 6/5, 2$  and temperature  $T = 0.1$  in the oscillator units  $\hbar \omega_0$  versus the quantum shell correction results.

From (2) one finds the exponential decrease of  $\delta E$  and  $\delta F$  as functions of the temperature  $T$  with a critical temperature  $\sim \hbar / t_{\beta} \approx \hbar \omega_K / 2\pi$ , where  $\omega_K = 2\pi / t_K$ ,  $t_K$  is the period of particle motion along the shortest dominating periodic orbits, 3D  $K = 4$  for  $\eta = 1$  (upper panel) and EQ  $K = 2$  for both  $\eta = 6/5$  (middle) and 2 in the bottom of Figure.

1. M. Brack and R. K. Bhaduri, *Semiclassical Physics* (Western Press, Boulder, 2003).

TRANSPORT COEFFICIENTS FOR COLLECTIVE MOTION IN HOT NUCLEI

V. P. Aleshin

*Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv*

In Ref. [1] we have written down the operator  $Q$  of collective coordinate, characterizing the shape of the nucleus, in terms of nucleon's field operators, and constructed the many-body density matrix  $\rho_q$  for a hot deformed nucleus with not vanishing mass flow. In this contribution we summarize that part of Ref. [2], in which these results are used to derive, for the first time, microscopic or particle expressions for transport coefficients of collective motion in hot nuclei, starting from first principles.

First of all we note that, according to [2], the operator of momentum canonically conjugated to  $Q$  and the operator of collective inertia, are given by

$$P = \int dx \tilde{u}_x p_x, \quad M = m \int dx n_x \tilde{u}_x^2,$$

respectively, where  $\tilde{u}_x = \mathbf{u}_x / \dot{q}$ . In this contribution we use the notation of Ref. [1].

The analysis of the time evolution of expectations

$$\text{tr}(Q_t \rho_q), \quad \text{tr}(P_t \rho_q), \quad \text{tr}(M_t \rho_q),$$

$Q_t, P_t, M_t$  being Heisenberg representations of  $Q, P, M$ , respectively, performed in the adiabatic approximation, results in the well-known semi phenomenological dynamic equation for the collective coordinate  $q = \text{tr}(Q_t \rho_q)$ :

$$B\ddot{q} + (\dot{q}^2 / 2)\partial_q B = f - \gamma\dot{q},$$

whose coefficients (inertia  $B$ , deformation force  $f$ , and friction coefficient  $\gamma$ ) are expressed via the intrinsic state of the nucleus.

The coefficient  $B$  coincides with the inertia

$$M = m \int dx \rho(\mathbf{x}, q) (\nabla \tilde{\phi}_x)^2$$

of an abstract fluid with the velocity

$$\mathbf{u}_x = \dot{q} \nabla \tilde{\phi}_x = m^{-1} \nabla \chi_x.$$

The role of the velocity potential of this abstract fluid is played by the function  $\phi_x = \dot{q} \tilde{\phi}_x = m^{-1} \chi_x$ , where  $\chi_x$  is the phase function of a canonical transformation of the field operators, converting the state of a hot deformed nucleus without mass flow into the state with mass flows (see [1] for details).

For the deformation force  $f$  we derived in [2] the expression  $f = \Lambda_g$ , where the Lagrange multiplier  $\Lambda_g = \Lambda_g(q)$  is to be obtained from  $\text{tr}(Q \rho_g) = q$  [1]. Having proven that  $\Lambda_g = -\partial F / \partial q$ , where  $F$  is the free energy, we establish another expression for the deformation force:  $f = -\partial F / \partial q$ , which, though used in some analyses of collective motion, has never been derived from first principles.

The coefficient  $\gamma$  is expressed in terms of the time correlation function

$$C_{\tilde{\phi}\tilde{\phi}}(t) = \text{tr}(e^{iH_g t} \tilde{\phi} e^{-iH_g t} \tilde{\phi} \rho_g),$$

$$H_g \equiv H + \Lambda_g Q, \quad \tilde{\phi} \equiv \int dx \tilde{\phi}_x n_x$$

as follows

$$\gamma = im^2 \int_{-\infty}^{\infty} dt e^{-\eta|t|} \frac{d^4 C_{\tilde{\phi}\tilde{\phi}}(t)}{dt^4}$$

with  $\eta^{-1} = \tau_q$  being the duration time of the quasi equilibrium stage in question.

The total energy  $E_x \equiv \text{tr}(H \rho_q)$  in  $\rho_q$  is

$$E_x = (M/2)\dot{q}^2 + U(A, \beta, q),$$

where  $U(A, \beta, q) \equiv \text{tr}(H \rho_g)$  is the internal energy.

The  $\rho_g$  in  $C_{\tilde{\phi}\tilde{\phi}}(t)$  is to be calculated at the inverted temperature  $\beta = \beta_x$ , taken from  $U(A, \beta_x, q) = E_x$ .

The general expressions above for  $B, f$ , and  $\gamma$  are illustrated within the temperature-dependent Hartree - Fock model with the effective force of the Skyrme type that is worked out in Ref. [2] from the extremal property of the Gibbs grand potential. A simple relationship is derived between the reduced friction  $\gamma/B$  and the nucleon mean free path.

1. V. P. Aleshin, Annual Report 2007, Institute for Nuclear Research, Kyiv, Ukraine, 21 (2008).
2. V. P. Aleshin, arXiv: 0811.3883v1 [nucl-th] 24 Nov 2008, 40 pages.

## THE TWO STEP MODEL FOR FUSION-FISSION REACTIONS

 G. I. Kosenko<sup>1</sup>, F. A. Ivanyuk<sup>2</sup>, V. V. Pashkevich<sup>3</sup>, D. V. Dinner<sup>1</sup>, V. L. Litnevsky<sup>1</sup>
<sup>1</sup>Omsk State University, Omsk, Russia

<sup>2</sup>Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv

<sup>3</sup>Bogolubov Laboratory for Theoretical Physics, JINR, Dubna, Russia

The two step model for fusion-fission reactions, proposed by authors [1], is extended by the account of light particles and gamma quanta evaporation from the fission fragments.

In this model the fusion-fission reactions are divided in two steps: the approaching stage and the evolution of the bound system. Both stages are described by three dimensional Langevin equations for the collective variables (deformation parameters) which specify the shape of the system. For the approaching stage we solve the equations:

$$\begin{aligned} \frac{dr}{dt} &= \frac{p_r}{m}, \\ \frac{dp_r}{dt} &= -\frac{\partial V(r, \alpha_i, \alpha_p)}{\partial r} - K_r^r \frac{p_r}{m} - \sum_j K_r^j \frac{\pi_j}{D_j} + \zeta_r, \\ \frac{d\alpha_i}{dt} &= \frac{d\pi_i}{D_i}, \\ \frac{d\pi_i}{dt} &= -\frac{\partial V(r, \alpha_i, \alpha_p)}{\partial \alpha_i} - K_i^r \frac{p_r}{m} - \sum_j K_i^j \frac{\pi_j}{D_j} + \zeta_i. \end{aligned}$$

Here  $r$  is the distance between centers of mass of colliding ions,  $p_r$  – conjugated momentum,  $m$  – reduced mass,  $\zeta_i$  – the random force. The  $a_{2b}$ ,  $a_{2p}$  – are the parameters of quadrupole deformation of ions. It is assumed that on the colliding stage the symmetry axis of ions coincide. The potential energy of two interacting ions  $V(r, a_{2b}, a_{2p})$  includes the Coulomb, rotation, nuclear interaction and the deformation energies of both ions. For the nuclear interaction energy the Gross and Kalinowski model is used here.

From the calculations in the entrance channel we obtain the touching probability  $T(L)$ , the partial touching cross section  $\sigma(L) = \pi(p_r / \hbar)^2 (2L+1)T(L)$  and total touching cross section  $\sigma_{touch} = \sum_L \sigma(L)$ . Besides we calculate the deformation distribution of the ions and the dissipated energy  $E_{diss}$  (kinetic energy loss) during the approaching phase. All these quantities are used as the input data for the second stage of calculation.

The second stage in our model is the evolution of composite system formed by the projectile and target. The shape of composite system is fixed by the parameterization based on the Cassini ovaloids with three deformation parameters:  $\alpha$  for the elongation,  $\alpha_1$  or  $\alpha_3$  for the mass asymmetry and  $\alpha_4$  – for the neck

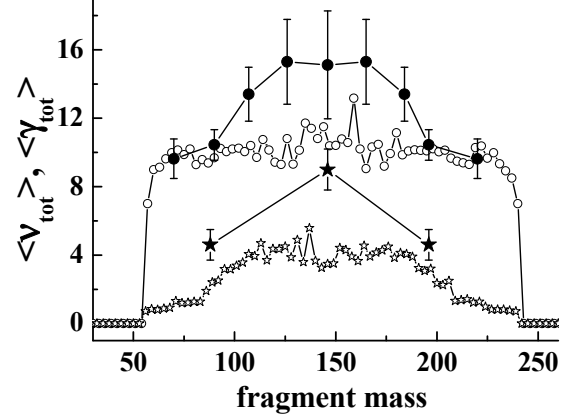
variable. The collective potential energy is calculated by Strutinsky shell correction method

$$V(L, q_i, T) = V_{LDM}(L, q_i) + \delta E(q_i, T)$$

and the transport coefficients are defined within the linear response theory.

On this stage of calculation we also took into account the possibility of light particles and gamma-quanta evaporation. The partial decay widths were calculated as proposed in [2]. Knowing the decay widths, on each integration step we find out by hit-and-miss method whether the particle was evaporated, and if so, again by hit-and-miss method which kind of particle was evaporated. The kinetic and binding energies of this particle were then subtracted from the excitation energy of composite system.

The model allows the calculations of fusion and fission cross sections, energy and mass distributions of fission fragments, probability of the evaporation residue formation, the neutron- and gamma-multiplicities. We have found out [4] that the available experimental data on some fusion-fission reactions are at least qualitatively reproduced in this model, see Figure.



Neutron (stars) and gamma (circles) total multiplicities vs fragment mass for the reaction  $^{244}\text{Pu} + ^{48}\text{Ca}$ . Black symbols – data from [3], open – calculation.

1. G. I. Kosenko, F. A. Ivanyuk, and V. V. Pashkevich, *Yad. Fiz.* **65**, 1629 (2002).
2. S. Iljinov *et al.*, *Nucl. Phys. A* **543**, 517 (1992).
3. M. G. Itkis *et al.*, in *Proc. of the Int. Workshop on Fusion Dynamics at the Extremes* (Dubna, Russia, May 25 - 27, 2000), p. 93.
4. G. I. Kosenko, F. A. Ivanyuk, V. V. Pashkevich, and D. V. Dinner, *Yad. Fiz.* **71**, 2086 (2008).

THE SHAPES OF CONDITIONAL EQUILIBRIUM IN THE LIQUID-DROP MODEL

F. A. Ivanyuk

*Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv*

The dynamics of fission process is commonly described in terms of collective variables - the set of parameters fixing the shape of nuclear surface. In case of axial symmetry the shape can be specified with the help of a profile function  $y(z)$ . One gets the nuclear shape by rotation of  $y(z)$  around  $z$ -axes. Usually, the function  $y(z)$  is parameterized in terms of few deformation parameters. A large variety of shape parameterizations of  $y(z)$  was introduced and used in the past. In all cases the choice of the deformation parameters was done relying on the physical intuition and computational convenience. In all cases the question of the completeness of the set of profile functions arises.

An alternative way to specify the shape of nuclear surface was suggested in [1]. It was suggested to define the profile function looking for the minimum of liquid-drop energy,  $E_{LD} = E_{surf} + E_{Coul}$ . Since the both surface  $E_{surf}$  and Coulomb  $E_{Coul}$  energies are functionals of the profile function, the minimization of  $E_{LD}$  with respect to  $y(z)$  (under constraint that the nuclear volume  $V$  and the deformation  $R_{12}$  are fixed)

$$\frac{\delta}{\delta y}(E_{LD} - \lambda_1 V - \lambda_2 R_{12}) = 0, \tag{1}$$

$$R_{12} = \frac{2\pi}{V} \int_{z_1}^{z_2} y^2(z) |z| dz, \quad V = \pi \int_{z_1}^{z_2} y^2(z) dz$$

leads to the integro-differential equation for  $y(z)$

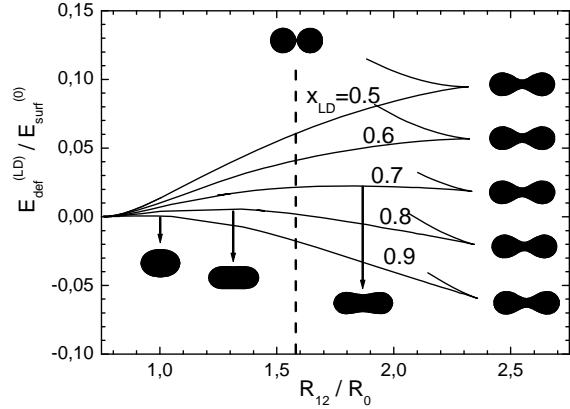
$$yy'' = 1 + (y')^2 - y[\lambda_1 + \lambda_2 - 10x_{LD}\Phi_s][1 + (y')^2]^{3/2}, \tag{2}$$

where  $\Phi_s(z)$  is the Coulomb potential at nuclear surface and  $x_{LD}$  is the fissility parameter of the liquid drop.

The deformation parameter  $R_{12}$  was chosen in [1] as the distance between the centers of mass of the left and right parts of nucleus. The deformation energy  $E_{def}^{(LD)}$  derived with the solutions of Eq. (2) is shown in the Figure.

An interesting feature of these calculations is the existence of a critical deformation  $R_{12} \approx 2.35$  above which the solution  $y(z)$  minimizing the LD energy does not exist. This deformation was interpreted in [1] as the scission point. One can see that the scis-

sion point deformation is almost independent of the fissility parameter.



The liquid-drop energy as function of deformation parameter  $R_{12}$  for few values of fissility parameter  $x_{LD}$ .

Another peculiarity – the upper branch of the deformation energy at large deformation. Along this branch the neck of nucleus becomes smaller and smaller until the shape turns into the two touching spheres. It turns out, however, that the upper branch of the deformation energy corresponds not to the *minimum* of  $E_{LD} - \lambda_1 V - \lambda_2 R_{12}$  but to its *maximum*.

The approach of [1] was generalized in [2] in few directions. Firstly, one more constraint fixing the left-right asymmetry was taken into account. Secondly, a very efficient numerical method for solving the Eq. (2) based on the relaxation method for the two point boundary value problem [3] was developed. This method allow for various generalizations of Eq. (2): The surface-curvature energy can be taken into account. The energy functional of the sharp edged liquid-drop can be replaced by that of diffuse surface, the finite-range liquid-drop model, for example. In the last case one could also define the folded-Yukawa mean-field potential, what would allow to incorporate the shell corrections. The extension of this method to separated shapes and account of the surface diffuseness, attractive interaction, (eventually) shell corrections would result in a very accurate method for the calculation of potential energy surface.

1. V. M. Strutinsky, N. Ya. Lyashchenko, and N. A. Popov, Nucl. Phys. **46**, 659 (1963).
2. F. A. Ivanyuk, Int. Jour. Mod. Phys. E, to be published.
3. W. H. Press, S. A. Teukolsky, W. T. Vetterling, and B. P. Flannery, *Numerical Recipes in Fortran 77*, Vol. 1, Cambridge University Press, 1986.



COLLECTIVE ENHANCEMENT OF NUCLEAR LEVEL DENSITY

V. A. Plujko<sup>1,2</sup>, O. M. Gorbachenko<sup>2</sup>, V. M. Bondar<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv

<sup>2</sup>Taras Shevchenko National University, Kyiv

The comparison of different phenomenological methods [1 - 6] for calculation of the vibrational ( $K_{vibr}$ ), rotational ( $K_{rot}$ ) and total ( $K = K_{vibr} \cdot K_{rot}$ ) enhancement factors of nuclear level density in spherical and deformed nuclei was performed. The following approaches were compared for  $K_{vibr}$ : the parameterization with damped occupation numbers of boson states [1], response function method [2, 3], method based on boson state partition function with averaged occupation numbers (BAN) [4, 5] and prescription of the code EMPIRE II [6]. The quadrupole and octupole collective states were taken into account. The rotational enhancement  $K_{rot}$  in deformed nuclei was used in accordance with [1].

The ready-to-use table of the asymptotic value of level density parameter  $\tilde{a}$  and addition shift of excitation energy  $\delta_{shift}$  was prepared from the fitting the theoretical values of  $K$  to their experimental values extracted with the use of the generalized superfluid model [1, 7] for intrinsic nuclear level density.

The following systematics for the asymptotic value of level density parameter and addition shift to excitation energy were obtained ( $I = (N - Z) / A$ ):

$$\tilde{a}(A, I) = 0.0574A(1 - 41.6I^2) + 0.01359A^{2/3}(1 + 1338I^2) + 0.00766Z^2 / A^{1/3} \text{ (MeV}^{-1}\text{)},$$

$$\delta_{shift}(A, I) = 1.8287A(1 + 5.18I^2) + 0.0022043A^{2/3}(1 - 50.4I^2) - 0.6302E_{2_1^+} \text{ (MeV)}$$

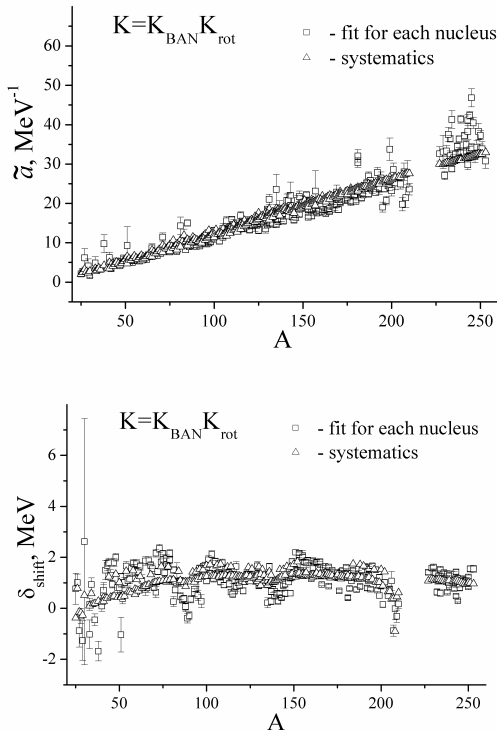
with  $E_{2_1^+}$  being the lowest quadrupole state energy.

In the Figures the comparison of these systematics with that corresponding to parameters extracted for each nucleus are shown.

It was shown that 1) BAN is the best approach for account of the vibrational enhancement factor; 2) it is necessary to take into account the dependence of the asymptotic level density parameter on the neutron excess [8, 9] for good description of the experimental data.

This work is supported in part by the IAEA (Vienna) under IAEA Research Contract No. 12492.

1. A. V. Ignatyuk, J. L. Weil, S. Raman, and S. Kahane, Phys. Rev. C **47**, 1504 (1993).
2. V. A. Plujko and O. M. Gorbachenko, Ukrainian Journal of Physics **48**, 790 (2003).
3. V. A. Plujko and O. M. Gorbachenko, in *AIP Conf. Proc.* **769**, 1124 (2005).
4. V. A. Plujko and O. M. Gorbachenko, Phys. Atom. Nucl. **70**, 1643 (2007).
5. V. A. Plujko, O. M. Gorbachenko, and O. M. Kadenko, Int. Journ. Mod. Phys. E **16**, 570 (2007).
6. M. Herman, R. Capote, B. V. Carlson *et al.*, Nucl. Data Sheets **108**, 2655 (2007).
7. A. V. Ignatyuk, K. K. Istekov, and G. N. Smirenkin, Sov. J. Nucl. Phys. **29**, 450 (1979).
8. S. M. Grimes, in *AIP Conf. Proc.* **769**, 1253 (2005).
9. B. Nerlo-Pomorska, K. Pomorski, J. Bartel, and. Dietrich, Phys. Rev. C **66**, 051302(R) (2002).



АННИГИЛЯЦІЯ ПОЗИТРОНА С К-ЕЛЕКТРОНОМ ПРИ  $\beta^+$ -РАСПАДЕ

С. Н. Федоткин

Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев

При  $\beta^+$ -распаде ядер возможны процессы, в которых позитрон аннигилирует с электроном атомной оболочки дочернего ядра, а рожденный  $\gamma$ -квант либо поглощается дочерним ядром, либо улетает прочь. Первый процесс был исследован экспериментально при  $\beta^+$ -распаде  $^{45}_{22}\text{Ti}$  и возбуждении ядра  $^{45}_{21}\text{Sc}$  в работе [1], в которой было получено, что приблизительно на  $10^6$  актов  $\beta^+$ -распада приходится один случай возбуждения ядра. Теоретический расчет для этой величины дает значение приблизительно на два порядка меньше [2]. В связи с этим расхождением представляет интерес исследование второго процесса, в котором испускаемый при аннигиляции  $\gamma$ -квант не поглощается ядром. Отметим, что родственные процессы радиационного захвата электронов с К- и L-оболочек рассматривались в работе [3].

Для разрешенного фермиевского перехода амплитуду вероятности этого процесса можно записать в следующем виде (в системе единиц  $\hbar = c = 1$ ):

$$M_{fi} = e\sqrt{2\pi/k} \bar{\chi}_v N_{FI}^\beta \int d\vec{r} G(r) \bar{e}_\mu \gamma_\mu e^{-i\vec{k}\vec{r}} \psi_K(r),$$

где  $k$  - импульс фотона,  $\bar{\chi}_v$  - спинорная часть волновой функции нейтрино,  $N_{FI}^\beta$  - ядерный матричный элемент,  $\psi_K(r)$  - волновая функция К-электрона. В качестве функции Грина позитрона  $G(r)$  используем приближение, в котором адекватно описывается М1- излучение:

$$G(r) = \frac{e^{ibr}}{4\pi r}, \quad b = \sqrt{(m-k)^2 - m^2},$$

где  $m$  - масса электрона. После усреднения по направлениям вылета нейтрино и суммирования по всем проекциям спинов получаем для вероятности искомого процесса

$$W_{\beta\gamma} = 2\pi \sum \int \frac{d\vec{p}_v}{(2\pi)^3} \frac{d\vec{k}}{(2\pi)^3} |\bar{M}_{fi}|^2 \delta(w - p_v - k),$$

где  $w = (Q + m)$ -максимальная для данного процесса энергия фотона,  $Q$  - полная энергия  $\beta^+$ -

распада, а  $\vec{p}_v$  - импульс нейтрино. В результате получаем

$$W_{\beta\gamma} = \frac{\alpha^4}{2\pi^3} (Zm)^3 |N_{FI}^\beta|^2 I_\gamma, \quad (1)$$

где

$$I_\gamma = \int_0^w dk \frac{k^3 (w-k)^2}{|k^2 + (Zm\alpha - ib)^2|^2}.$$

Здесь  $Z$  - заряд ядра,  $\alpha$  - постоянная тонкой структуры. Используя выражение для вероятности  $\beta^+$ -распада  $W_\beta$  для этого же перехода из работы [2], получаем для отношения вероятностей этих двух процессов следующее выражение:

$$\frac{W_{\beta\gamma}}{W_\beta} = \alpha^4 (Zm)^3 \frac{I_\gamma}{I_\beta} \approx \frac{\alpha^4 Z^3}{48} \frac{m(Q+m)^4}{I_\beta}, \quad (2)$$

где  $I_\beta = \int_m^Q dE E \sqrt{E^2 - m^2} (Q-E)^2$ . Последнее приближенное равенство в (2) получено для малых  $Z$ . В случае  $\beta^+$ -распада  $^{45}_{22}\text{Ti}$ , для которого  $Q = 1.55$  МэВ,  $Z = 22$  получаем следующую оценку для числа случаев аннигиляции позитрона с К-электроном на один акт  $\beta^+$ -распада:

$$\frac{W_{\beta\gamma}}{W_\beta} \approx 6 \cdot 10^{-5}.$$

Таким образом, данный результат не противоречит экспериментальным данным [1] по бесфотонному возбуждению ядра, вероятность которого должна быть на несколько порядков меньше.

1. Г. П. Борозенец, И. Н. Вишневецкий и В. А. Желтоножский, Ядер. физ. **43**, 14 (1983).
2. В. М. Коломиец, О. Г. Пунинский и С. Н. Федоткин, Изв. АН СССР. Сер. физ. **52**, 12 (1988).
3. R. J. Glauber and P. C. Martin, Phys.Rev. **104**, 158 (1956).

**НАПІВКЛАСИЧНА МОДЕЛЬ ДИПОЛЬНОГО ПІГМІ-РЕЗОНАНСУ  
В ЯДРАХ ІЗ НАДЛИШКОМ НЕЙТРОНІВ**

**В. І. Абросімов, О. І. Давидовська**

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

Для вивчення дипольного пігмі-резонансу в ядрах із надлишком нейтронів запропоновано напівкласичну модель, що спирається на динаміку у фазовому просторі. Властивості нейтронної шкіри ядра представлено поверхневим шаром, в якому рухаються нейтрони. Для числа нейтронів у поверхневому шарі  $N_{sl}$  отримано вираз

$$N_{sl} = \frac{3}{2} \left( \rho_0 \frac{4\pi}{3} \right)^{1/3} A^{2/3} t, \quad (1)$$

де  $t$  – товщина нейтронної шкіри.

Ураховуючи залишкову взаємодію між нейтронами в сепарабельному наближенні, знайдено дипольну функцію відгуку сферичного шару нейтронів у вигляді

$$R_{sl}(\omega) = \frac{R_{sl}^0(\omega)}{1 - \kappa R_{sl}^0(\omega)}, \quad (2)$$

де  $\kappa$  – параметр взаємодії;  $R_{sl}^0(\omega)$  – напівкласична одночастинкова дипольна функція відгуку сферичного шару нейтронів

$$R_{sl}^0(\omega) = \frac{2}{\hbar^3} \pi (p_F R_{sl})^2 \times \sum_{N=\pm 1} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \int_{R_c/R_{sl}}^1 d\lambda \lambda \omega_{nN}(\lambda) T(\varepsilon_F, \lambda) \frac{(Q_{nN}(\lambda))^2}{\omega - \omega_{nN}(\lambda)}. \quad (3)$$

Тут  $\lambda = \frac{l}{p_F R_{sl}}$  – безрозмірний кутовий момент

частинки ( $l$ -кутовий момент частинки);  $Q_{nN}(\lambda)$  – дипольні радіальні матричні елементи в напівкласичному наближенні;  $\omega_{nN}(\lambda)$  – дипольні одночастинкові частоти. З виразу (3) видно, що в одночастинкову функцію відгуку дають вклад орбіти частинок із кутовим моментом в області значень від  $l_{min} = p_F R_c$  до  $l_{max} = p_F R_{sl}$ .

Використовуючи функцію відгуку (2), було знайдено дипольне енергетично зважене правило сум (ЕЗПС) для сферичного шару нейтронів з точністю до членів  $(t/R)^2$  у вигляді

$$m_{sl}^1 \approx \sqrt{2} \left( \frac{t}{R} \right)^{3/2} m_{L=1}^1, \quad (4)$$

де  $m_{L=1}^1$  – дипольне ЕЗПС для ядра, що складається з  $A$  нуклонів

$$m_{L=1}^1 = \frac{3}{8\pi} \frac{\hbar^2}{m} A. \quad (5)$$

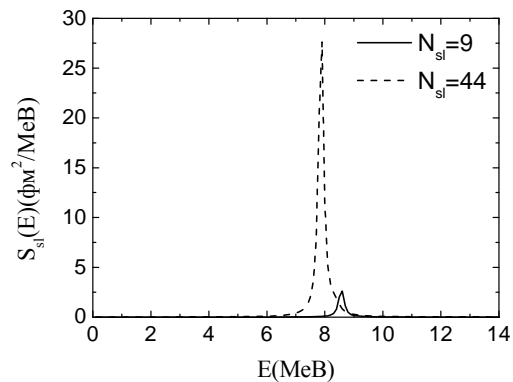
Для системи з числом нейтронів  $N = 126$  і числом протонів  $Z = 82$ , що відповідає ядру  $^{208}\text{Pb}$ , було проведено чисельні розрахунки силової функції

$$S_{sl}(E) = -\frac{1}{\pi} \text{Im} R_{sl}(E), \quad (6)$$

де  $E = \hbar\omega$ . Розрахунки силової функції проведено для різної кількості нейтронів у шарі. Спочатку вважалось, що всі надлишкові нейтрони знаходяться в поверхневому шарі й коливаються відносно нейтрон-протон симетричного кора, тобто  $N_{sl}^{\max} = N - Z = 44$  (штрихова крива на рисунку). Видно, що розподіл сили має резонансну структуру. Максимум розподілу знаходиться при енергії 7,8 МеВ і вичерпує 7,5 % ЕЗПС (5).

Експериментальне значення товщини нейтронної шкіри  $t$  для ядра  $^{208}\text{Pb}$  дорівнює  $\sim 0,2$  фм. З виразу (1) випливає, що кількість нейтронів у поверхневому шарі, що відповідає такому значенню  $t$ , дорівнює  $N_{sl} = 9$  (суцільна крива на рисунку). У цьому випадку знайдений максимум розподілу знаходиться при енергії 8,6 МеВ і вичерпує  $\sim 1$  % ЕЗПС (5).

Зауважимо, що в моделі не було враховано динамічних ефектів поверхні та кора. Можна очікувати, що врахування цих ефектів дозволить отримати більш реалістичні властивості дипольного пігмі-резонансу і, крім цього, описати одночасно й гігантський дипольний резонанс.



Розподіл сили дипольних збуджень у сферичному шарі з різною кількістю нейтронів: суцільна крива – кількість нейтронів в шарі  $N_{sl} = 9$ , штрихова крива –  $N_{sl} = 44$ .

## COULOMB EXCITATION OF NUCLEI IN HOT PLASMA

A. Dzyublik<sup>1</sup>, G. Gosselin<sup>2</sup>, N. Pillet<sup>2</sup>, V. Mèot<sup>2</sup>, P. Morel<sup>2</sup><sup>1</sup>*Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv*<sup>2</sup>*CEA/DAM Ile de France, Service de Physique Nucléaire, Bruyères-le-Châtel, France*

In recent years a lot of attempts have been done for accelerating of the decay of nuclear isomers. In particular, [1] tried to trigger the 16+ isomer of <sup>178</sup>Hf, having a half-life 31 years and energy 2.446 MeV, by irradiating it with x-rays. Very intensive studies have been devoted to Nuclear Excitation by Electronic Transition (NEET) and Nuclear Excitation by Electronic Capture (NEEC) (see, e.g., [2]). The possibility of the isomer triggering by optical lasers has been studied in [3] and by x-ray lasers in [4]. And now we studied the process of Coulomb excitation of nuclei to any intermediate level due to inelastic electron scattering in hot plasma. Free electrons in plasma, having the initial kinetic energy  $\varepsilon_i$ , higher than the transition energy of the nucleus  $E_0$ , can transfer the energy  $\approx E_0$  to the nucleus during their collision. The final electron energy will then be  $\varepsilon_f \approx \varepsilon_i - E_0$ . As usually (see, e.g., [5]), we represent the Coulomb interaction of a projectile with protons of the nucleus as a sum of strong central Coulomb field  $V_c(r)$  and a residual interaction  $V_c'(\mathbf{r}, \mathbf{r}_i)$ , depending on the radius-vector of electron  $\mathbf{r}$  and radius-vectors of protons  $\mathbf{r}_i$ . Weak interaction  $V_c'(\mathbf{r}, \mathbf{r}_i)$  is responsible for excitation of the nucleus. The screening factor of the nuclear charge by surrounding electrons  $g(r)$  is shown to enter only into  $V_c(r)$ . Namely,  $V_c(r) = (-Ze^2/r)g(r)$ . In particular,  $g(r) = \exp(-r/r_s)$ , where  $r_s$  is the screening length. This screening appears to be significant at low energies of the projectile.

At first stage of the work we calculated the Coulomb excitation cross section of the nucleus by electrons in hot plasma  $\sigma_{exc}(\varepsilon_i)$ , neglecting any screening [6], i.e., we put there  $g(r) = 1$ . The calculations are done in the framework of DWBA, where strong interaction  $V_c(r)$  is taken into consideration in all orders of the perturbation theory, while  $V_c'$  in the first one. As usually, we expand a distorted electron waves in spherical harmonics. For the radial wave functions  $F_l(kr)$ , where  $k$  and  $l$  denote the wave vector and orbital angular momentum of the electron partial wave in the entrance or exit channel, we used both a standard solution with the confluent hypergeometric functions and a modified WKB solution with  $l(l+1)$  in the centrifugal barrier, replaced by  $(l+1/2)^2$ . Numerical estimations of  $\sigma_{exc}(\varepsilon_i)$  in both cases gave us practically the same results.

It is shown that such cross section  $\sigma_{exc}(\varepsilon_i)$  is of the same order of magnitude as those of NEET and NEEC. This cross section was averaged over the energies of incident electrons  $\varepsilon_i$  with the weight

$n(k_i)(n(k_f)-1)$ . Here  $n(k_i)$  means the average number of incident electrons with the wave vector  $k_i$ , determined by the Fermi distribution,  $n(k_f)-1$  determines the number of holes on the level  $k_f$  for scattered electrons. Numerical calculations of averaged cross sections  $\langle \sigma_{exc} \rangle$ , as a function of the temperature up to tens MK, were performed for a number of nuclei.

In addition, the radial functions  $F_l(kr) \sim r^{l+1}f(kr)$  were calculated for the screened Coulomb field. The factor  $f(kr)$  was expanded in power series in  $kr$ , and the expansion coefficients were found with the aid of iteration procedure. At low energies the Coulomb parameter  $\eta$  is large ( $\eta \approx 30$  at  $\varepsilon \sim 100$  eV). This leads to divergences of the iteration series. Therefore we used a modified iterations method, which works at small  $r$ , approaching origin  $r = 0$ . Afterwards, employing this iterative solution, and replacing the Schrödinger equation for  $F_l(kr)$  by difference equations, we found the solution in the region  $0 < r < r_{max}$ . These functions then have been applied for estimations of  $\sigma_{exc}(\varepsilon_i)$ .

More general approach than DWBA has been developed for the whole process of the Coulomb excitation of the nucleus and subsequent emission of  $\gamma$  quantum. In this case we calculate the complete  $T$  matrix on distorted waves, but not the matrix for  $V_c'$ , as in the DWBA. We found that the cross section  $\sigma_\gamma$  for such process, averaged over energies of emitted photons, is  $\sigma_\gamma = (\Gamma_\gamma/(\Gamma+\Delta\Gamma)) \langle \sigma_{exc} \rangle$ , where  $\Gamma_\gamma$  is the partial radiative width of the excited nuclear level,  $\Gamma$  is its complete width and  $\Delta\Gamma$  represents the broadening of the excited level due to the Coulomb de-excitation of the nucleus by electrons.

1. C. B. Collins, F. Davanloo, A. Rusu *et al.*, Phys. Rev. C **61**, 54305 (2000).
2. F. F. Karpeshin, Hyperf. Int. **143**, 79 (2002).
3. A. Ya. Dzyublik, V. Mèot, and G. Gosselin, Laser Phys. **17**, 760 (2007).
4. T. J. Bürvenich, J. Evers, and C. H. Keitel, Phys. Rev. Lett. **96**, 142501 (2006).
5. K. Alder, A. Bohr, B. Mottelson *et al.*, Rev. Mod. Phys. **28**, 433 (1956).
6. G. Gosselin, N. Pillet, V. Mèot *et al.*, Phys. Rev. C (2009), to be published.

**ELASTIC SCATTERING OF HEAVY NUCLEI  
AND NUCLEUS-NUCLEUS POTENTIAL WITH REPULSIVE CORE**

**V. Yu. Denisov, O. I. Davidovskaya**

*Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv*

The elastic scattering data of  $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$  at various collision energies [1] is discussed in the framework of the optical model with repulsive core nucleus-nucleus potential. The repulsion of two colliding nuclei at small distances, when densities of two nuclei are well overlapped and doubled in some volume, is originated from the high value of nuclear matter compressibility modulus, the kinetic energy contribution due to the Pauli rearrangement and/or the antisymmetrization. The cross-sections at backward angles are strongly raised due to repulsive core. It is shown by using the near-side/far-side decomposition method that the near-side component of the scattering amplitude contributes mainly to the elastic scattering cross-sections on forward and backward angles, see Fig. 1.

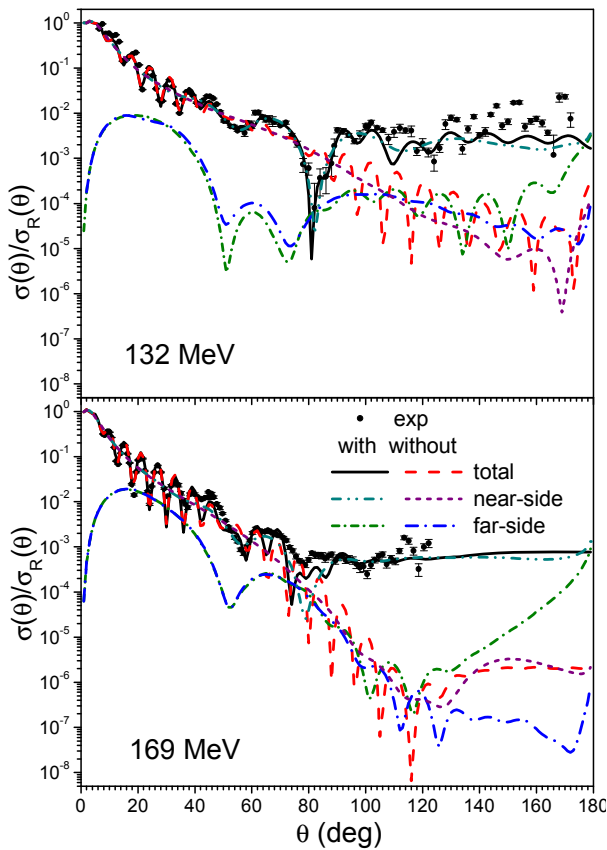


Fig. 1. Elastic-scattering data and optical model calculations for core-repulsion and coreless potentials. The cross-sections for total and near-side/far-side decomposition of the elastic  $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$  scattering amplitude evalu-

ated with and without repulsive core in the potential.

The repulsive core of  $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$  potential is taken place at distances  $R \sim 2.5$  fm. Note that core of the nucleus-nucleus potential at similar distances is also observed in both macroscopic proximity potential [2] and semi-microscopic potential [3], see Fig. 2.

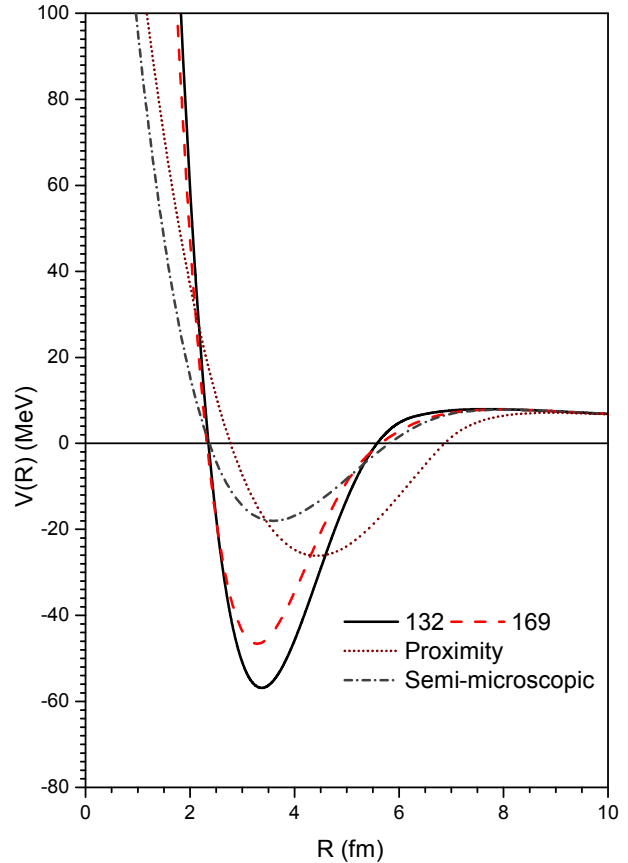


Fig. 2. The core-repulsion potential evaluated for the elastic  $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$  scattering for  $^{16}\text{O}$  beam energies 132 and 169 MeV. For reference the proximity [2] and semi-microscopic [3] potentials are presented also.

1. A. A. Ogloblin *et al.*, Phys. Rev. C **62**, 044601 (2000).
2. J. Blocki, J. Randrup, W. J. Swiatecki, and C. F. Tang, Ann. Phys. (N.Y.) **105**, 427 (1977).
3. V. Yu. Denisov, Phys. Lett. B **526**, 315 (2002).

**THE ANTISYMMETRIZATION AND PAULI EFFECTS  
ON THE NUCLEUS-NUCLEUS INTERACTION POTENTIAL**

**V. Yu. Denisov, V. A. Nesterov**

*Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv*

Knowledge of nuclear interaction potential is very important for calculation of various nuclear reaction characteristics. Nuclear interaction potential consists of Coulomb repulsion and less-known nuclear interaction part. We study influence of nucleon density distribution and Pauli principle on the shape of nucleus-nucleus potential. The essential problem in the nuclear part of interaction potential is related to the correct account of Pauli principle for nucleons in interacting nuclei.

The nucleus-nucleus potential is related to both the nucleon-nucleon effective force and nucleon density distribution [1]. In our calculations we use the experimental nucleon density evaluated from electron scattering on nuclei and/or densities obtained in the frameworks of extended Thomas-Fermi approach [1], Hartree - Fock - Bogoliubov method and shell model. The nucleus-nucleus potentials are evaluated in the energy density approach [1, 2] with density-dependent Skyrme force, in double-folding model with DDM3Y and M3Y-Raid nucleon-nucleon forces [3] and in the frameworks of two-center shell model [4].

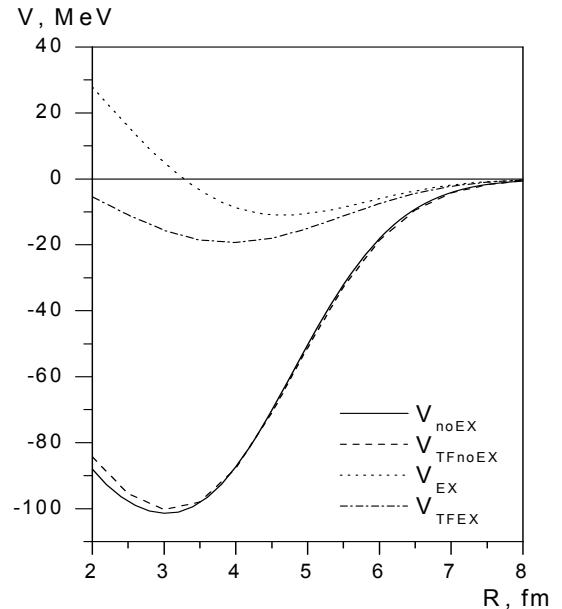
The evaluation of the Pauli principle for nucleus-nucleus potential is carried out for system  $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$  using density-dependent Skyrme forces in framework of two-centre shell model. The potential of interaction is determined by a difference of the system energies at finite and infinity distances between colliding nuclei:

$$V(R) = E(R) - E_1 - E_2.$$

The nucleon density is obtained by two various ways – with and without account of the antisymmetrization between nucleons belonging to interacting nuclei. Furthermore, kinetic energy is evaluated exactly or in the framework of Thomas-Fermi approach.

The Pauli principle and approach to evaluation of kinetic energy contribution have essential impact on interaction potentials, see Figure.

The nucleus-nucleus potential around the touching point calculated in the frameworks of both the energy density approach with Skyrme force and the double-folding model with DDM3Y or DDMM3Y forces depends essentially on the diffuseness of nucleon densities in interacting nuclei.



The nuclear part of  $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$  interaction potential evaluated within the two-center shell model without taking into account the antisymmetrization with exact expression for kinetic energy density ( $V_{\text{noEX}}$ ), without taking into account antisymmetrization with Thomas-Fermi expression for kinetic energy density ( $V_{\text{TFnoEX}}$ ), with exact expression for kinetic energy density and full antisymmetrization ( $V_{\text{EX}}$ ) and with full antisymmetrization and Thomas-Fermi expression for kinetic energy density ( $V_{\text{TFEX}}$ ).

1. V. Yu. Denisov and V. A. Nesterov, Phys. At. Nucl. **69**, 1472 (2006); Ukr. Phys. J. **51**, 440 (2006)
2. M. Brack, C. Guet, and H.-B. Hakanson, Phys. Rep. **123**, 275 (1985)
3. Dao T. Khoa, W. von Oertzen, and H. G. Bohlen, Phys. Rev. C **49**, 1652 (1994)
4. D. M. Brink and Fl. Stancu, Nucl. Phys. A **243**, 175 (1975).

## ALPHA-NUCLEUS INTERACTION POTENTIAL

V. Yu. Denisov, A. A. Khudenko

*Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv*

The alpha-nucleus interaction is a very important and interesting topic of nuclear physics. It is a principle factor in description of both alpha-decay and alpha-capture reactions. These processes proceed in the opposite directions. That is why it's natural to describe them by the same interaction potential.

We use a combination of updated data sets for ground-state-to-ground-state alpha-decay half-lives and alpha-capture cross-sections of  $^{40}\text{Ca}$ ,  $^{44}\text{Ca}$ ,  $^{59}\text{Co}$ ,  $^{208}\text{Pb}$  and  $^{209}\text{Bi}$  around barrier (see Ref. [1]). We select nuclei with exact values of both the half-lives and the alpha-decay branch ratios only. Their total quantity is 344.

The interaction potential we present as

$$v(r, \theta, l, Q_\alpha) = v_C(r, \theta) + v_N(r, \theta, Q_\alpha) + v_l(r),$$

where  $v_C(r, \theta)$ ,  $v_N(r, \theta, Q_\alpha)$ ,  $v_l(r)$  are the Coulomb, nuclear and centrifugal potential respectively,  $r, \theta, l, Q_\alpha$  are the radius, horizontal angle, alpha-particle's orbital moment and the reaction energy. We take into account the electron screening effect in evaluation of the alpha-decay energy:

$$Q_\alpha = \Delta M_p - (\Delta M_d + \Delta M_\alpha) + 10^{-6} k (Z_p^\varepsilon - Z_d^\varepsilon),$$

where  $M_p$ ,  $\Delta M_d$ ,  $\Delta M_\alpha$  are the mass-excess of parent, daughter nuclei and alpha particle correspondingly. The last term in equation describes the effect of atomic electrons:  $k = 8.7$  eV and  $\varepsilon = 2.517$  for nuclei with  $Z \geq 60$  and  $k = 13.6$  eV and  $\varepsilon = 2.408$  for nuclei with  $Z < 60$  [1].

The alpha-particle emission from nuclei obeys the spin-parity selection rule (see Ref. [1] for details). We also take into account  $\beta_2$  and  $\beta_4$  deformation parameters, which are taken mostly from the RIPL-2 database [2].

In the framework of our model the nuclear part of the  $v(r, \theta, l, Q_\alpha)$  contains the set of parameters, which we find by fitting selected experimental data for alpha-decay and alpha-capture. The obtained parameters allow to describe the known experimental data for alpha-decay half-lives in 344 nuclei, alpha-capture cross-sections of  $^{40}\text{Ca}$ ,  $^{44}\text{Ca}$ ,  $^{59}\text{Co}$ ,  $^{208}\text{Pb}$  and  $^{209}\text{Bi}$  around barrier and to predict the half-life values of 902 alpha-emitters, which yet are not observed experimentally.

By taking into account the spins and parities of parent and daughter nuclei we obtain a spectacular improvement in description of the alpha-decay half-lives for even-odd, odd-even and odd-odd nuclei.

In the Figs.1 and 2 we presented results of our calculations.

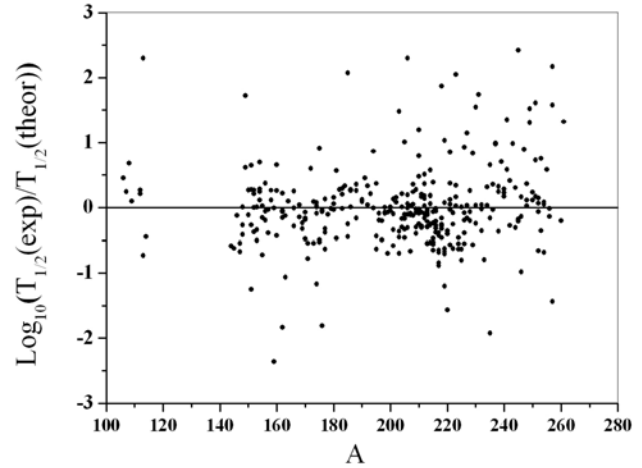


Fig. 1. Differences between the decimal logarithms of the experimental and theoretical alpha-decay half-lives. The atomic mass is plotted on the horizontal axis and the differences between the decimal logarithms of the experimental and theoretical alpha-decay half-lives are plotted on the vertical axis.

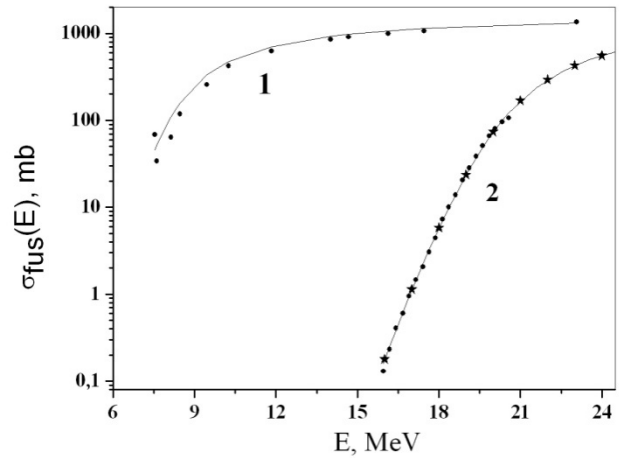


Fig. 2. Excitation functions of the alpha-capture reactions in the logarithmic scale. The curve 1 belongs to the  $\alpha + ^{59}\text{Co}$  reaction and the curve 2 – to the  $\alpha + ^{208}\text{Pb}$  one. Dots on the figure present the experimental values of the corresponding processes and stars show result of the coupled-channel calculation for reaction  $\alpha + ^{208}\text{Pb}$ . The energy (in MeV) is plotted on the horizontal axis and alpha-capture cross section (mb) on the vertical axis.

1. V. Yu. Denisov and A. A. Khudenko, At. Data Nucl. Data Tabl., to be published.
2. <http://www-nds.iaea.org/RIPL-2/>.

THE FUSION OF TWO DEFORMED NUCLEI

V. Yu. Denisov, N. A. Pilipenko

*Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv*

The ground state of nuclei is characterized by the shape, which can be spherical or deformed. Nuclei of various shapes have been used in collision experiments. The shapes of colliding nuclei are very important for the barrier height [1] and other properties of a nuclear reaction. It has been shown both experimentally and theoretically that the subbarrier fusion of spherical and well-deformed nuclei in the ground state is strongly enhanced by deformation. The height of the barrier is especially important for the production of heavy and superheavy elements.

The deformation and orientation dependences of the entrance-channel potential between two deformed nuclei around the touching point are studied in detail in Ref. [1]. Now we apply this potential for evaluation the fusion cross-section between two deformed nuclei.

Various orientations of deformed nuclei occurs during collisions; therefore the fusion reaction cross-section induced by two deformed nuclei is given as

$$\sigma(E) = \frac{\pi \hbar^2}{2\mu E} \sum_l (2l+1) \langle T_l(E, \Theta_1, \Theta_2, \Phi) \rangle.$$

Here  $\mu$  is the reduced mass and  $\langle T_l(E, \Theta_1, \Theta_2, \Phi) \rangle$  is the transmission coefficient averaged over all possible orientations of colliding nuclei,  $\Theta_1, \Theta_2, \Phi$  are the orientation angles, see [1] for details. We use the WKB approximation for evaluation of the transmission coefficient for sub-barrier energies and Hill - Whiler expression for the high collision energies.

We evaluate cross-sections in Figs. 1 and 2 in the framework of various approaches for the sake of clarifying the role of various orientation and deformation effects. The results evaluated in the most accurate our approximation are shown by solid lines in Figs. 1 and 2. In this case we take into account both linear and quadratic terms on the quadrupole deformation parameters in the potential and averaging on all possible orientation angles  $\Theta_1, \Theta_2$  and  $\Phi$ . Dot lines are a cross-section obtained in the approach, when spherical shapes of both nuclei are proposed. Lines with squares are a result, that has been calculated without taking into account of quadratic terms on the quadrupole deformation parameters in the potential and taking into account averaging on orientation angles  $\Theta_1, \Theta_2$  and  $\Phi$ . So we can

see the influence of the second-order terms on the quadrupole deformation parameter by comparing the results presented by solid lines and lines with squares. Lines with triangles show values obtained in the model, that takes into account linear and quadratic terms on the quadrupole deformation parameters in the potential and averaging on orientation angles  $\Theta_1$  and  $\Theta_2$ . As a result, we can see the effect of averaging on orientation angle  $\Phi$  in this case.

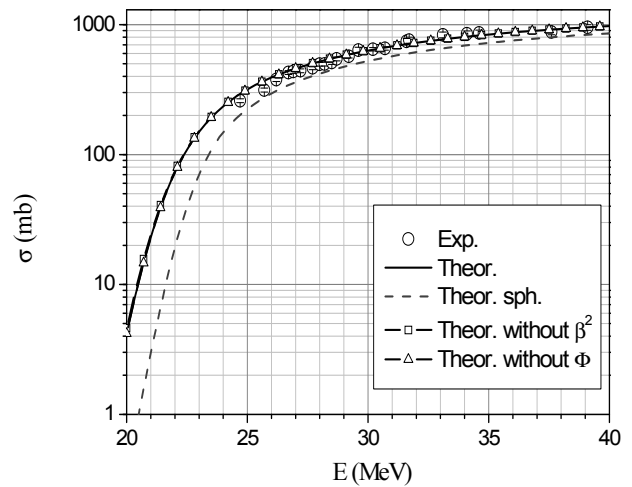


Fig. 1. The  $^{24}\text{Mg} + ^{24}\text{Mg}$  fusion cross section. See text for notations.

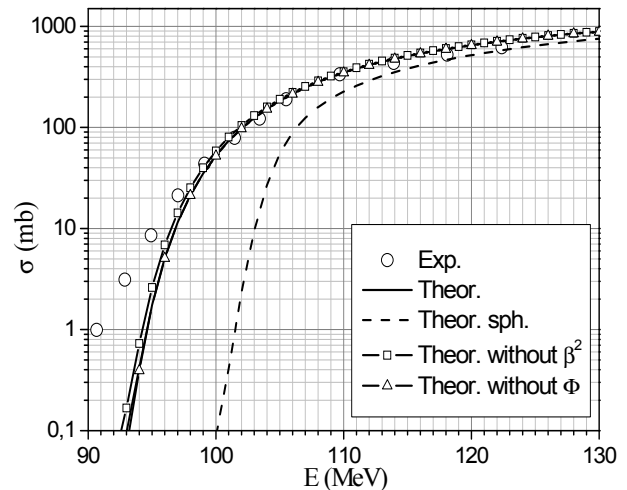


Fig. 2. The  $^{28}\text{Si} + ^{154}\text{Sm}$  fusion cross section. The notations are the same as in Fig. 1.

1. V. Yu. Denisov and N. A. Pilipenko, Phys. Rev. C **76**, 014602 (2007).



## УЧЕТ КОЛЛЕКТИВНЫХ СТЕПЕНЕЙ СВОБОДЫ ПРИ БЕТА-РАСПАДЕ НЕЧЕТНЫХ ЯДЕР

А. А. Куртева<sup>1</sup>, В. Е. Митрошин<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев

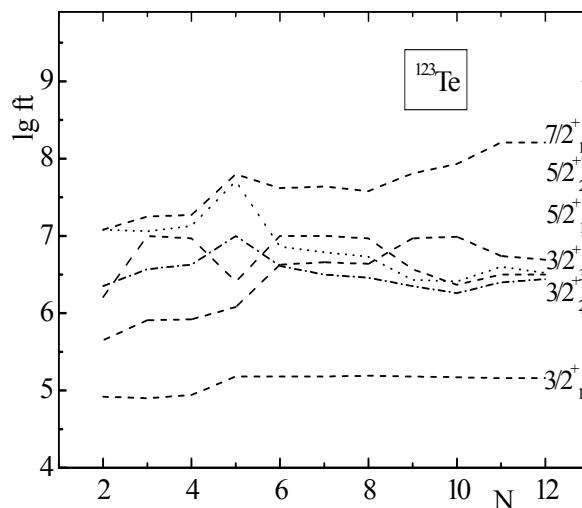
<sup>2</sup>Харьковский национальный университет, Харьков

Природа использует бета-распад для оптимизации соотношения нейтронов и протонов в ядрах. Время жизни распадчика зависит от структуры ядра: чем больше разница между нейтронной и протонной поверхностями Ферми, тем меньше его время жизни. Изучение бета-распада ядер позволяет понять, как проходило формирование долины стабильности, как происходит синтез тяжелых элементов в звездах, помогает при идентификации неопределенных экспериментальных спектроскопических характеристик ядер.

В рамках динамической коллективной модели [1], позволяющей единообразно описывать сферические, переходные и деформированные ядра, рассчитаны энергии, спектроскопические факторы, магнитные дипольные и электрические квадрупольные моменты основного и возбужденных состояний  $^{121}\text{Te}$ ,  $^{123}\text{Te}$ ,  $^{125}\text{Te}$ ,  $^{123}\text{I}$ ,  $^{123}\text{Xe}$ ,  $^{123}\text{Cs}$ , а также приведенные вероятности электромагнитных переходов между ними. Описан (без подгоночных параметров) бета-распад  $^{121}\text{I} \rightarrow ^{121}\text{Te}$ ,  $^{123}\text{I} \rightarrow ^{123}\text{Te}$ ,  $^{125}\text{I} \rightarrow ^{125}\text{Te}$ ,  $^{123}\text{Xe} \rightarrow ^{123}\text{I}$ ,  $^{123}\text{Cs} \rightarrow ^{123}\text{Xe}$ ,  $^{123}\text{Ba} \rightarrow ^{123}\text{Cs}$ . При описании бета-распада использованы выражения для приведенных вероятностей бета-переходов, полученные в [2]. Каждое выражение состоит из 12 слагаемых, которые условно можно изобразить с помощью 12 классов диаграмм. Учтены все многофононные состояния ираст-полосы, которые могут давать вклад в формирование структуры состояний нечетных ядер. В работах других авторов учитывается только прямой бета-распад, а в работах [3, 4] – дополнительно вклад однофононных состояний в вероятности бета-переходов. Только в наших расчетах учитывается влияние вакуумных флуктуаций на перенормировку одночастичных матричных элементов бета-переходов.

Результаты расчетов хорошо согласуются с имеющимися экспериментальными данными. При расчете  $\lg ft$  ( $t$  – период полураспада ядра) разница между экспериментальными и рассчитанными значениями не превышает 0,2 для переходов с интенсивностью больше 1 %.

Для иллюстрации влияния коллективных степеней свободы на приведенные вероятности бета-переходов на рисунке приведены зависимости  $\lg ft$  от количества учитываемых классов диаграмм для бета-распада  $^{123}\text{I} \rightarrow ^{123}\text{Te}$ .



Зависимости  $\lg ft$  от количества учитываемых классов диаграмм для бета-распада  $^{123}\text{I} \rightarrow ^{123}\text{Te}$  (линии проведены условно, справа указаны спины состояний, на которые происходит бета-переход).

Видно, что при переходе с основного состояния  $^{123}\text{I}$ , главный вклад в которое дает одночастичное состояние  $d_{5/2}$ , на одноквазичастичное  $3/2_1^+$ -состояние с большим вкладом  $d_{3/2}$  коллективные степени свободы незначительно влияют на вероятность бета-перехода. Переход на  $7/2_1^+$ -состояние происходит с малой вероятностью, потому что он является  $l$ -запрещенным. Состояния  $5/2_1^+$  и  $3/2_2^+$  – члены дублета  $[s_{1/2} \otimes 2_1^+]$ , а  $5/2_2^+$  и  $3/2_3^+$  – состояния – члены мультиплета  $[d_{3/2} \otimes 2_1^+]$ , поэтому вклад коллективных степеней свободы в вероятности бета-переходов на эти состояния велик (более одного порядка).

1. Г. Б. Крыгин и В. Е. Митрошин, ЭЧАЯ **16**, 927 (1985).
2. И. Н. Вишневецкий, Г. Б. Крыгин, А. А. Куртева и др., ЯФ **57**, 17 (1994).
3. J. Toivanen and J. Suhonen, Phys. Rev. C **57**, 1237 (1998).
4. V. A. Kuzmin and V. G. Soloviev, Nucl. Phys. A **486**, 118 (1988).

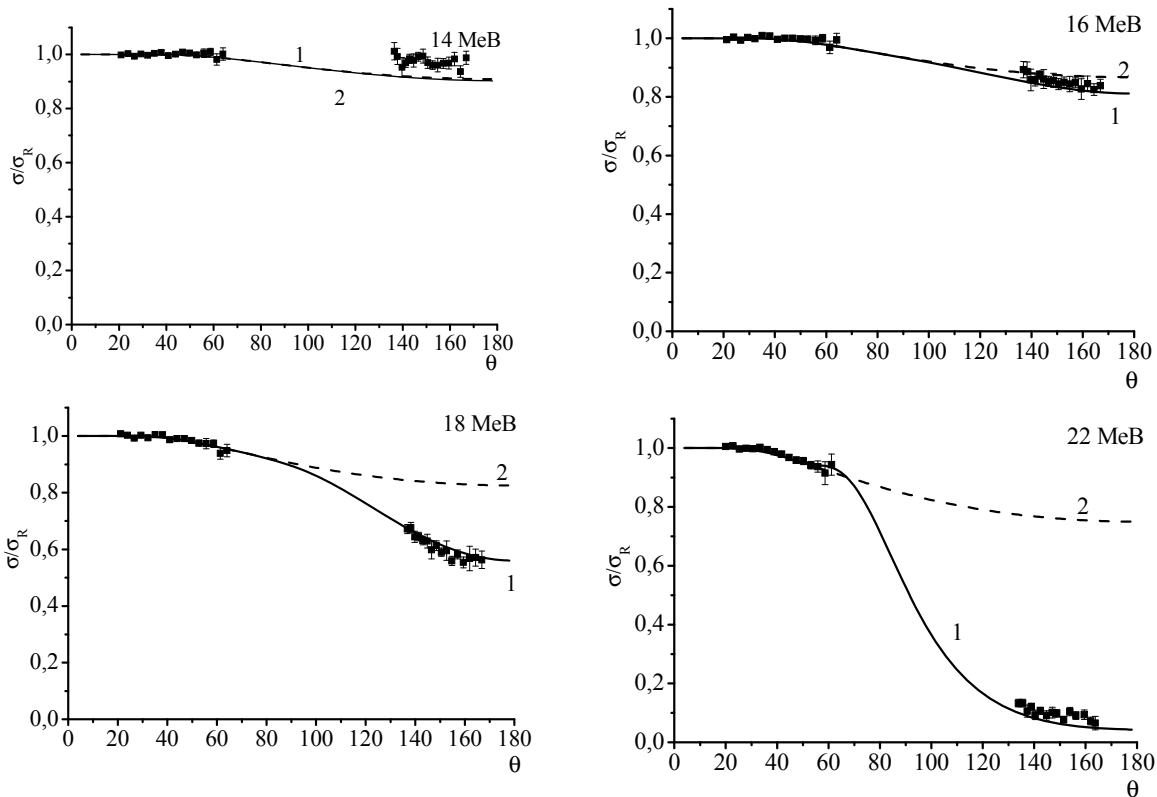
**ПРУЖНЕ РОЗСІЯННЯ ІОНІВ  ${}^6\text{He}$  ЯДРАМИ СВИНЦЮ ПРИ ЕНЕРГІЯХ, БЛИЗЬКИХ ДО КУЛОНІВСЬКОГО БАР'ЄРА**

**К. О. Теренецький, О. В. Бабак, В. П. Вербицький, О. Д. Григоренко**

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

У рамках розробленої раніше адіабатичної теорії [1] пружного розсіяння легких нейтронно-надлишкових іонів кулонівським полем важких ядер-мішеней одержано електричні оптичні потенціали (ЕОП) та з використанням їх аналітичного представлення [2] розраховано перерізи пружного розсіяння іонів  ${}^6\text{He}$  ядрами  ${}^{208}\text{Pb}$  при енергіях в околі кулонівського бар'єра. Результати розрахунків порівнювалися з новими експериментальними даними [3]. Для врахування яде-

рної взаємодії шести нуклонів налітаючої частинки з ядром-мішенню при всіх енергіях у розрахунках використано глобальний комплексний ядерний потенціал, що описує розсіяння іонів  ${}^6\text{Li}$  свинцем [4] при таких енергіях, щоб класичні кулонівські точки повороту були такими ж, як і для нашої системи. Єдиним параметром, що підбирався в розрахунках, був коефіцієнт  $\lambda$  перед ЕОП.



Відносні диференціальні перерізи пружного розсіяння іонів  ${}^6\text{He}$  ядрами  ${}^{208}\text{Pb}$ : 1 – результати розрахунків з ЕОП та комплексним ядерним потенціалом [4]; 2 – розрахунок лише з ЕОП. Енергії налітаючих іонів представлено в лабораторній системі.

З наведених на рисунках результатів розрахунків видно, що з  $\lambda \approx 0,5$  вдається задовільно описати експериментальні дані при всіх енергіях без необхідності введення нефізичних значень параметрів оптичного потенціалу. Одержане значення  $\lambda$  вказує на те, що ймовірність постульованого в теорії типу кластеризації ядра  ${}^6\text{He}(\alpha + {}^2\text{n})$  в основному стані не рівна 1.

1. V. P. Verbitsky and K. O. Terenetsky, *Yad. Fiz.* **55**, 362 (1992).
2. К. О. Теренецький, А. В. Бабак, В. П. Вербицький і О. Д. Григоренко, *Ядерна фізика та енергетика*, № 3(21), 47 (2007).
3. A. M. Sanchez-Benitez *et al.*, *Nucl. Phys. A* **803**, 30 (2008).
4. J. Cook, *Nucl. Phys. A* **388**, 153 (1982).

**ДИНАМИЧЕСКИЕ УРАВНЕНИЯ МЕТОДА РЕЗОНИРУЮЩИХ ГРУПП  
ДЛЯ РЕАКЦИИ С ТРЕХТЕЛЬНЫМИ КАНАЛАМИ**

**Ю. Е. Козырь**

*Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев*

При столкновениях достаточно легких ядер обычно с заметной вероятностью заселяются выходные каналы с более чем двумя частицами в конечном состоянии, особенно если в столкновении участвует слабосвязанное ядро. Микроскопические расчеты таких процессов, выполненные для столкновений  ${}^4\text{He}$  с  ${}^6\text{Li}$  при  $E(\text{лаб.}) \approx 30$  МэВ [1], показали, что даже при учете только прямого механизма рассеяния и прямого расщепления  ${}^6\text{Li} \rightarrow d + \alpha$  результаты в каналах  $\alpha + {}^6\text{Li}$  и  $\alpha + d + \alpha$  оказываются сильносвязанными. Влияние трехтельного канала в этом случае позволяет хотя бы отчасти уменьшить наблюдавшиеся до этого значительные расхождения расчета с имеющимися экспериментальными данными. Это указывает на актуальность учета всех потенциально возможных механизмов заселения рас-

сматриваемых каналов, что эквивалентно полной антисимметризации волновой функции системы. Реализация такой задачи требует прежде всего построения соответствующих динамических уравнений. С этой целью развитый в [1] микроскопический подход был дополнен необходимыми процедурами антисимметризации, что привело к появлению новых, обменных, слагаемых в уравнениях, связывающих дву- и трехтельные каналы. Для демонстрации природы происходящих изменений ниже приводится в общей форме одно из уравнений динамической системы, связывающее радиальные решения в двутельном  $g_{l_1}^{(2)}(r_1)$  и трехтельном  $g_{l_1 l_2}^{(3)}(r_1, r_2)$  каналах при каждом определенном значении полного углового момента и четности.

$$\begin{aligned} & \left[ \frac{\hbar^2}{2\mu_1} \left( \frac{l_1(l_1+1)}{r_1^2} - \frac{d^2}{dr_1^2} \right) + E^{(2)} \right] g_{l_1}^{(2)}(r_1) + \sum_{l_1'} V_{l_1 l_1'}^{(22)}(r_1) g_{l_1'}^{(2)}(r_1) + \int dr_1' \sum_{l_1'} \left[ -N_{l_1 l_1'}^{(22)}(r_1, r_1') \frac{d^2}{dr_1'^2} + \right. \\ & \left. + U_{l_1 l_1'}^{(22)}(r_1, r_1') \right] g_{l_1'}^{(2)}(r_1') + \int dr_2 \left\{ -N^{(23)}(r_2) \left[ \frac{1}{\mu_1} \frac{\partial^2}{\partial r_1^2} + \frac{1}{\mu_2} \frac{\partial^2}{\partial r_2^2} \right] + K_{l_1 l_2}^{(23)}(r_1, r_2) \right\} g_{l_1 l_2}^{(3)}(r_1, r_2) + \\ & + \sum_{l_1' l_2'} \int dr_2 V_{l_1 l_1' l_2}^{(23)}(r_1, r_2) g_{l_1' l_2}^{(3)}(r_1, r_2) + \sum_{l_1' l_2'} \int dr_1' dr_2' \left\{ -N_{l_1 l_1' l_2}^{(23)}(r_1, r_1', r_2') \left[ \frac{1}{\mu_1} \frac{\partial^2}{\partial r_1'^2} + \frac{1}{\mu_2} \frac{\partial^2}{\partial r_2'^2} \right] + \right. \\ & \left. + U_{l_1 l_1' l_2}^{(23)}(r_1, r_1', r_2') \right\} g_{l_1' l_2}^{(3)}(r_1', r_2') = 0. \end{aligned}$$

К прямым слагаемым, передающим независимое движение в двутельном канале (первое выражение в квадратных скобках и сумма за ним) и связь этого канала с трехтельным (два интеграла по  $dr_2$ ) добавляются обменные члены такого же смысла: интеграл по  $dr_1'$  и интеграл по  $dr_1' dr_2'$  соответственно. Здесь  $r_1$  и  $r_2$  – сферические радиусы координат Якоби, соединяющих центр масс налетающей частицы ( ${}^4\text{He}$ ) с центром масс ядра-мишени  ${}^6\text{Li}$  и центр масс дейтрона с центром масс второй  $\alpha$ -частицы в трехтельном канале соответственно;  $l_1, l_2$  – орбитальные моменты относительного движения соответствующих пар частиц;  $\mu_1, \mu_2$  – их приведенные массы;  $E^{(2)}$  – энергия относительного движения в двутельном канале;  $N^{(23)}(r_2)$  – матричный элемент перекрытия волновых функций структурного базиса каналов для прямого механизма. Из таких же матричных элементов при полной антисимметризации волновой функции и

соблюдении правил сложения угловых моментов построены интегральные ядра  $N_{l_1 l_1'}^{(22)}(r_1, r_1')$  и  $N_{l_1 l_1' l_2}^{(23)}(r_1, r_1', r_2')$ . В  $K_{l_1 l_2}^{(23)}(r_1, r_2)$  объединены слагаемые, образованные умножением центробежных энергий и энергий относительного движения на  $N^{(23)}(r_2)$ . Прямое взаимодействие дается потенциалами  $V_{l_1 l_1'}^{(22)}(r_1)$  и  $V_{l_1 l_1' l_2}^{(23)}(r_1, r_2)$ , обменное взаимодействие объединено в ядрах  $U_{l_1 l_1'}^{(22)}(r_1, r_1')$  и  $U_{l_1 l_1' l_2}^{(23)}(r_1, r_1', r_2')$  с энергетическими слагаемыми, образованными из соответствующих ядер  $N$ .

Возросшая громоздкость динамических уравнений не усложняет численное решение их системы, поскольку размеры эквивалентной системы линейных уравнений от этого не зависят.

1. Yu. E. Kozyr, in *Book of Abstr. of the 2-nd Int. Conf. "Current Problems in Nuclear Physics and Atomic Energy"* (Kyiv, Ukraine, 2008), Kyiv, 2008, p. 183.

## КЛАСТЕРНА СТРУКТУРА ЯДРА $^{24}\text{Mg}$

В. П. Михайлюк

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

Розподіл нуклонів в ядрах часто вивчається за допомогою розсіяння високоенергетичних електронів. Привабливість розсіяння електронів пов'язана з тим відомим фактом, що електромагнітна взаємодія електронів з ядрами є достатньо слабкою й добре вивченою, а переріз пружного розсіяння електронів ядрами є функцією від зарядового розподілу основного стану ядра.

У даній роботі пружне розсіяння електронів ядрами  $^{24}\text{Mg}$  розглядалось на основі  $\alpha$ -кластерної моделі з дисперсією [1]. Для ядра  $^{24}\text{Mg}$  було запропоновано дві найбільш імовірні конфігурації:

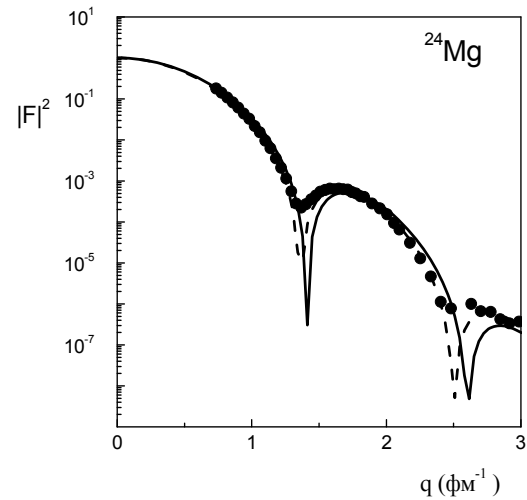
деформований кор (ядро  $^{16}\text{O}$ ) та два  $\alpha$ -кластера, що утворюють гантелю, яка з найбільшою ймовірністю осцилює поблизу центра мас кору (ГВО модель);

деформований кор (ядро  $^{16}\text{O}$ ) та два  $\alpha$ -кластера, що утворюють гантелю, яка з найбільшою ймовірністю розташована поза кором (ГПО модель)

Зазначимо, що при розрахунках внутрішня структура кору також ураховувалась на основі  $\alpha$ -кластерної моделі з дисперсією.

На основі такого підходу було розраховано зарядовий формфактор та середньоквадратичний радіус ядра  $^{24}\text{Mg}$  [2]. Результати розрахунків формфактора разом з експериментальними даними з роботи [3] наведено на рисунку. Суцільні криві на рисунку розраховано на основі ГВО моделі, а пунктирні – на основі ГПО моделі.

З рисунка видно, що розраховані формфактори узгоджуються з наявними експериментальними даними як для ГВО, так і для ГПО моделі. При цьому в області третього максимуму узгодження між розрахованими й виміряними формфакторами дещо краще у випадку використання ГПО моделі.



Зарядовий формфактор ядра  $^{24}\text{Mg}$  як функція переданого імпульсу

Запропонований підхід дає змогу також отримати величини для середньоквадратичних радіусів ядра  $^{24}\text{Mg}$ :  $\langle r^2 \rangle^{1/2} = 3,072$  фм для ГВО і  $\langle r^2 \rangle^{1/2} = 3,061$  фм для ГПО моделі. Відзначимо, що у випадку використання ГВО моделі середньоквадратичний радіус дещо краще узгоджується з експериментально виміряною величиною:  $\langle r^2 \rangle^{1/2} = 3,075$  фм. [4].

1. Yu. A. Bereznoy, V. V. Pilipenko, and G. A. Khomenko, *J. Phys. G* **10**, 63 (1984).
2. Yu. A. Bereznoy, V. P. Mikhailyuk, and V. V. Pilipenko, *Eur. Phys. J.*, to be published.
3. G. C. Li, M.R. Yearian, and I. Sick, *Phys. Rev. C* **4**, 1861 (1974).
4. H. De Vries, C.W. Jager, and C. de Vries, *Atom. Data & Nucl. Data Tabl.* **36**, 495 (1987).

**РАССЕЯНИЕ ВЕКТОРНЫХ ЧАСТИЦ В ПОЛЕ ЯДЕР И ТОРМОЗНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ****В. К. Тартаковский***Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев*

В рамках квантовой электродинамики (КЭД) получена в явном виде общая формула для дифференциального сечения мягкого тормозного излучения релятивистских векторных заряженных частиц в кулоновском поле атомных ядер и рассмотрены частные случаи. Показано, что угловые и энергетические распределения продуктов процесса неупругого рассеяния слабoreлятивистских массивных векторных заряженных частиц ядрами с излучением мягких фотонов сильно отличаются при сравнении от соответствующих распределений при рассеянии скалярных и спинарных частиц с такими же по величине массами и зарядами, как у векторных частиц. Установлены пределы применимости формул КЭД, описывающих тормозное излучение, которые справедливы, например, для падающих дейтронов, если их кинетическая энергия по порядку величины не превышает приблизительно 1 ГэВ или на немного превышает 1 ГэВ. Это связано с тем, что при таких энергиях взаимо-

действие падающих частиц с ядрами можно еще описывать диаграммой Фейнмана с обменом одним фотоном, т.е. можно находиться в рамках перенормируемой теории, какой является КЭД. Полученные формулы можно использовать, таким образом, для описания мягкого тормозного излучения при рассеянии на ядрах, например дейтронов, пучки которых получают с энергиями в десятки и сотни мегаэлектрон-вольт, например в изохронных циклотронах как в ИЯИ НАН Украины (Киев), так и других ускорителях. Эти энергии дейтронов как раз соответствуют области применимости полученных здесь формул для сечения тормозного излучения, так как при сформулированных условиях еще не будут подключаться сильные взаимодействия и будут справедливы соответствующие формулы КЭД [1].

1. В. К. Тартаковский, Ядерная физика та енергетика № 1 (23), 7 (2008).

**РАССЕЯНИЕ СЛАБОРЕЛЯТИВИСТСКИХ ЯДЕР СО СПИНОМ ЕДИНИЦА НА МАЛЫЕ УГЛЫ****В. К. Тартаковский***Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев*

При использовании формализма квантовой электродинамики (КЭД) получено в явном виде общее выражение для дифференциального сечения упругого рассеяния на малые углы нетождественных ядер со спином единица при низких, средних и слабoreлятивистских энергиях. Обнаружены отклонения от Резерфордского рассеяния и сложная зависимость сечения от спинов, энергии и масс ядер в этой области энергий. Использовался формализм Даффина - Кеммера, что дало возможность вычислить релятивистские поправки к сечению рассеяния на малые углы ядер со спином единица при средних энергиях, когда доминирует электромагнитное взаимодействие и справедлива КЭД. Ограничение средними и слабoreлятивистскими энергиями

необходимо, чтобы не учитывать весьма сложную картину взаимодействия ядер, когда при релятивистских и особенно при ультрарелятивистских энергиях принимают участие уже и сильные взаимодействия. Полученные формулы для сечений при сформулированных условиях могут иметь смысл предсказательных теоретических результатов и могут сравниваться с уже выполненными соответствующими экспериментами. В частности, формулы содержат в себе релятивистские поправки к известной формуле Резерфорда для рассеяния заряженных частиц со спином единица [1].

1. В. К. Тартаковский, ЯФ 71, 748 (2008).

ВЛАСТИВОСТІ КУЛОНІВСЬКИХ РЕЗОНАНСІВ

А. П. Пасічний

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

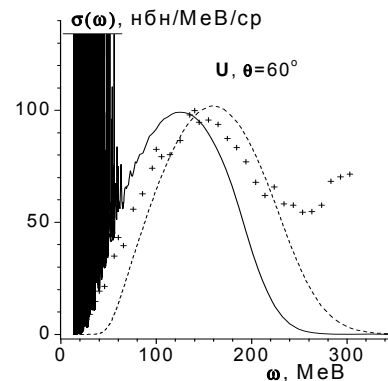
Теоретичне та експериментальне вивчення процесів електродезінтеграції ядер електронами високих енергій, зокрема реакцій  $A(e, e'p)A-1$ ,  $A(e, e'\alpha)A-4$  та  $A(e, e'n)A-1$ , є одним з найдостовірніших джерел інформації [1 - 3] про структуру атомних ядер в різноманітних моделях ядра. Завдячуючи слабкості електромагнітної взаємодії електронів з нуклонами атомного ядра процес непружного розсіяння електронів, що супроводжується електророзщепленням ядер, вдається досить успішно проінтерпретувати в рамках теорії збурень. Саме цей фактор відчутно зменшує невизначеності у висновках щодо структурних параметрів у тих чи інших ядерних моделях при вивченні властивостей атомних ядер.

Одним з найпоширеніших експериментальних методів вивчення процесів електророзщеплення ядер електронами високих енергій є дослідження спектрів непружного розсіяння ультрарелятивістських електронів при фіксованому куті розсіяння. Теоретична інтерпретація таких спектрів [3 - 6] у рамках оболонкової моделі атомних ядер пов'язана з рядом важливих висновків, серед яких висновок про важливість урахування взаємодії вибитої частинки з залишковим ядром (A-1) має, безумовно, першорядне значення. У макроскопічному плані вказана взаємодія породжує зміщення так званого квазіпружного піка в область менших переданих енергій. Та найбільш цікавим і неординарним моментом є породження такою взаємодією резонансної структури спектра розсіяних електронів, пов'язаної з вибиванням нуклонів або більш важких кластерів, зокрема альфа-частинок, в область енергій неперервного спектру ( $E > 0$ ).

Зауважимо, що найбільш точною на даний момент формулою для півширини так званого кулонівського резонансу є формула [5 - 8]:

$$\gamma_{NL}^r = \frac{W_{FZ}^L(E)}{dW_{GZ}^L(E)/dE} \forall E = E_{NL}^r, \quad (1)$$

де:  $W_{FZ}^L(E) = F_L \frac{dZ_L}{dr} - Z_L \frac{dF_L}{dr}$  – вронскіан функцій  $F_L(Kr)$  і  $Z_{KL}(r)$ ,  $Z = Z_{KL}(r)$  – розв'язок радіального рівняння Шредінгера для радіальної компоненти функції вибитого нуклона;  $G = G_L(Kr)$ ,  $F = F_L(Kr)$  – кулонівські функції.



Спектральний розподіл непружно розсіяних електронів з енергією  $E = 500$  MeV під кутом  $\theta = 60^\circ$ . Пунктирна крива відтворює розрахунок перерізу в плоскохвильовому наближенні, суцільна крива розрахована з урахуванням взаємодії вибитих нуклонів із залишковим ядром в кінцевому стані.

На рисунку наведено приклад розрахунку перерізу непружного розсіяння електронів з енергією  $E = 500$  MeV на важкому ядрі  $^{238}\text{U}$  ( $Z = 92$ ) залежно від переданої енергії  $\omega$ . Велика кількість заповнених оболонок в ядрі  $^{238}\text{U}$  та багатий спектр квазидискретних рівнів (завдяки потужному ( $Z = 92$ ) кулонівському бар'єра) обумовлюють практично суцільний спектр резонансних піків у перерізі непружного розсіяння.

Можемо констатувати, що спектр квазидискретних рівнів властивий практично всім атомним ядрам, які описуємо оболонковою моделлю. Квазидискретні рівні є фактично продовженням спектра зв'язаних оболонкових станів в область неперервного спектра. Феномен квазидискретних станів разом з іншим явищем – феноменом квазіреальних фотонів – різнопланово та багатогранно впливають на перебіг процесів електродезінтеграції ядер. Виконані дослідження властивостей кулонівських резонансів дають змогу проінтерпретувати цілий ряд особливостей процесів електродезінтеграції ядер електронами високих енергій.

1. А. А. Пасичный, ЯФ **46**, 722 (1987).
2. А. А. Пасичный, ЯФ **48**, 694 (1988).
3. А. А. Пасичный, ЯФ **54**, 1543 (1991).
4. А. П. Пасічний, УФЖ **37**, 487 (1992).
5. А. П. Пасічний, УФЖ **38**, 1619 (1993).
6. А. А. Пасичный, ЯФ **68**, 2051 (2005).

УДОСКОНАЛЕННЯ АНАЛІТИЧНОГО МЕТОДУ ВРАХУВАННЯ КУЛОНІВСЬКОГО РОЗВАЛУ В РЕАКЦІЇ  $^{90}\text{Zr}(^3\text{He}, \text{dp})^{90}\text{Zr}$

А. П. Ільїн

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

У зв'язку з проблемою уточнення астрофізичних S-факторів реакцій радіаційного захвату протягом останнього десятиліття значного розвитку набули методи вивчення зворотних реакцій кулонівського розвалу легких ядер.

При застосуванні методу зв'язаних каналів із дискретизацією континуума (МЗКДК) найбільші труднощі в теоретичних розрахунках виникають при врахуванні кулонівської взаємодії в каналах розвалу. Щоб їх уникнути, було запропоновано гібридний метод [1] розрахунку матриці переходу (у пріор-формі), в якому в області ядерної взаємодії використовується тричастинкова модель реакцій, а в зовнішній (кулонівській) облас-

ті – покращене ейкональне наближення.

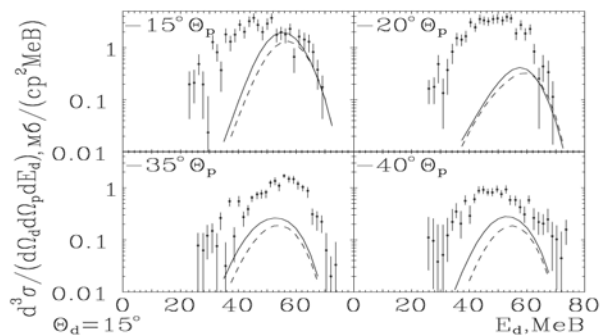
Автор пропонує замість ейконального наближення застосовувати постформу методу деформованих хвиль (МДХ). Аналітичне представлення амплітуди реакції в рамках МДХ у наближенні нульового радіуса взаємодії було одержано та перевірено автором у працях [2, 3]. У роботі [4] цей аналітичний метод було удосконалено шляхом урахування поправок першого порядку на скінченність радіуса взаємодії між двома продуктами розвалу згідно з такими співвідношеннями для матриці переходу:

$$T_{fi} = A(\eta_a, \eta_b, \eta_c) N_{c \rightarrow ab} \left( \lim_{\omega \rightarrow 0} \left[ (-f(k) \frac{\partial}{\partial \omega} - i \left( \frac{\partial}{k \partial k} f(k) \right) \cdot [\gamma k_a (\vec{k} \cdot \nabla_{k_a}) - \xi p_b (\vec{k} \cdot \nabla_{p_b})]) \right] X_{0, \omega} \right), \quad (1)$$

$$X_{0, \omega} = \int \frac{1}{R} e^{-\omega R + i(\vec{q} \cdot \vec{R})} \Phi(-i\eta_a; 1; i\vec{z}_a(\vec{R})) \Phi(-i\eta_b; 1; i\vec{z}_b(\vec{R})) \Phi(-i\eta_c; 1; i\vec{z}_c(\vec{R})) d^3 R. \quad (2)$$

Якщо у фур'є-образі  $f(k)$  форм-фактора кулонівського розвалу вважати, що передана енергія  $\varepsilon_k = 0$ , та врахувати у формулі (1) тільки перший доданок у дужках, то одержимо наближення нульового радіуса взаємодії. Розрахунки тричидиференціальних перерізів кулонівського розвалу було проведено для всіх експериментальних даних з роботи [5]. На рисунку показано найбільш характерні з них. Тому що функція  $f(k)$  швидко спадає, перший доданок у формулі (1) дає значно менший внесок, ніж другий доданок у дужках. Тому алгоритм розрахунків значно відрізняється від наближення нульового радіуса взаємодії.

З рисунка видно, що теоретичні криві, що презентують вклад кулонівського розвалу, ніде не виходять за межі області значень експериментальних даних, а положення їх максимумів майже не залежить від кутів розльоту продуктів розвалу. Згідно з квазікласичними властивостями руху частинок у кулонівському полі положення цих максимумів визначається співвідношенням мас продуктів розвалу. На малих кутах вильоту частинок у високоенергетичній області спектрів, де домінує кулонівський розвал, обидві теоретичні криві добре узгоджуються з експериментальними даними. Але криві, обчислені за формулою (1), лежать ближче до експериментальних точок і їх максимуми зсунуті в бік максимумів експери-



ментальних кореляційних спектрів для всіх кутів вильоту протонів.

ментальних кореляційних спектрів для всіх кутів вильоту протонів.

1. K. Ogata, M. Yahiro *et al.*, Phys. Rev. C **68**, 064609 (2003).
2. А. П. Ильин, ТМФ **146**(2), 311 (2006).
3. А. П. Ільїн, in *Book of abstracts of the LV National conf. on Nucl. Physics "Frontiers in the physics of nucleus"* (St.-Petersburg, Russia, 2005), p. 244.
4. А. П. Ільїн, in *Book of Abstr. of the 2-nd Int. Conf. "Current Problems in Nuclear Physics and Atomic Energy"* (Kyiv, Ukraine, 2008), Kyiv, 2008, p. 143.
5. N. Matsuoka *et al.*, Nucl. Phys. A **337**(2), 269 (1980).

**К ВОПРОСУ ОБ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ЗАВИСИМОСТИ ВЕЛИЧИНЫ ОПТИЧЕСКОГО ПОТЕНЦИАЛА НА РАДИУСЕ СИЛЬНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ ДЛЯ СЛАБОСВЯЗАННЫХ ЧАСТИЦ**

**Ю. А. Поздняков**

*Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев*

В рамках модели упругого рассеяния с граничными условиями типа сходящихся волн проведен анализ угловых распределений упругого рассеяния  ${}^9\text{Be}$  на  ${}^{28}\text{Si}$  в интервале лабораторных энергий примерно от 10 до 200 МэВ. В результате была получена энергетическая зависимость величины оптического потенциала (ОП) на среднем по всем энергиям радиусе сильного поглощения. Как оказалось, полученная энергетическая зависимость ОП на радиусе сильного поглощения противоречит дисперсионному соот-

ношению, связывающему энергетическую зависимость действительной и мнимой частей ОП. Чтобы устранить указанное противоречие необходимо учитывать в ОП в явном виде кулоновский поляризационный потенциал налетающей слабосвязанной частицы, как это было сделано в работе [1].

1. Ю. А. Поздняков и К. О. Теренецкий, Изв РАН, сер. физ. **66**, 1546 (2003).

**ФИЗИКА ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ И ГОМОЛОГИЧЕСКАЯ АЛГЕБРА**

**Ю. М. Малюта<sup>1</sup>, Т. В. Обиход<sup>1</sup>, В. Н. Семенов<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>*Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев*

<sup>2</sup>*Институт космических исследований НАН Украины, Киев*

Математическим аппаратом теоретической физики высоких энергий является теория производных категорий. Объектами производных категорий являются комплексы когерентных пучков, описывающие браны, а морфизмами – отображения комплексов, описывающие открытые суперструны. Пространства модулей открытых суперструн описывают спектры элементарных частиц.

Производная категория  $D(\text{Coh}(X))$  над абелевой категорией  $\text{Coh}(X)$  когерентных пучков на алгебраическом многообразии  $X$  конструируется в три этапа [1]:

определяется категория комплексов  $C(\text{Coh}(X))$ ;

определяется гомотопическая категория  $H(\text{Coh}(X))$ ;

определяется производная категория  $D(\text{Coh}(X))$ .

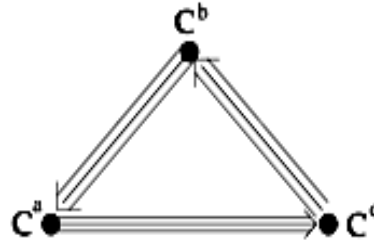
Генераторами производных категорий являются геликсы [2]. Рассмотрим мутированный геликс

$$\{ \Omega^2(2), \Omega^1(1), \Omega^0 \}$$

на проективном многообразии  $\mathbb{P}_2$ , с которым ассоциированы комплекс Бейлинсона [2]

$$0 \rightarrow \mathbb{C}^c \otimes \Omega^2(2) \rightarrow \mathbb{C}^b \otimes \Omega^1(1) \rightarrow \mathbb{C}^a \otimes \Omega^0 \rightarrow 0$$

и квивер МкКея, изображенный на рисунке (квантовые числа  $a, b, c$  обозначают RR-заряды, характеризующие квивер).



Квивер МкКея с RR-зарядами  $a, b, c$ .

Отобразим квивер  $Q$ , изображенный на рисунке, в квивер  $Q'$ , с RR-зарядами  $a', b', c'$ . Это отображение описывает открытую суперструну, пространство модулей которой характеризуется Ext-группами [3]:

$$\begin{aligned} \text{Ext}^0(Q, Q') &= \mathbb{C}^{aa'+bb'+cc'} \\ \text{Ext}^1(Q, Q') &= \mathbb{C}^{3ab'+3bc'+3ca'} \\ \text{Ext}^2(Q, Q') &= \mathbb{C}^{3ba'+3cb'+3ac'} \\ \text{Ext}^3(Q, Q') &= \mathbb{C}^{aa'+bb'+cc'}. \end{aligned} \tag{1}$$

Если RR-заряды принимают значения

$$a = a' = b' = c' = 4, \quad b = c = 0,$$

то результат (1) согласуется со спектром



мультиплетов открытой суперструны, полученным в [4]. Этот спектр имеет вид

$$\begin{aligned}
 & 1_0, \\
 & 4_{-1/2} + \bar{4}_{1/2}, \\
 & 15_0 + 6_1 + \bar{6}_{-1} + 1_0, \\
 & 20_{1/2} + \bar{20}_{-1/2} + 4_{3/2} + \bar{4}_{-3/2} + 4_{-1/2} + \bar{4}_{1/2}, \\
 & 20_0 + 6_1 + \bar{6}_{-1} + 1_2 + \bar{1}_{-2} + 1_0.
 \end{aligned} \tag{2}$$

Мультиплеты  $15_0$  и  $20_{1/2}$  классифицируют мезоны и барионы по представлениям группы  $SU(4) \cdot U(1)$ . Остальные мультиплеты в (2) являются экзотическими.

1. В. Keller, math.RA/9910179.
2. S. Govindarajan and T. Jayaraman, hep-th/0010196.
3. S. Katz, T. Pantev, and E. Sharpe, hep-th/0212218.
4. М. Грин, Дж. Шварц и Э. Виттен, *Теория суперструн* (Мир, Москва, 1990), Т. 1, с. 520.

## ON NON-RELATIVISTIC PARTICLE TUNNELLING AND SCATTERING IN A SPHERICAL THREE-DIMENSIONAL POTENTIAL WITH A BARRIER

V. S. Olkhovsky<sup>1</sup>, V. Petrillo<sup>2</sup>, J. Jakiel<sup>3</sup>, W. Kantor<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv

<sup>2</sup>Dipartimento di Fisica, Università di Milano, Italy

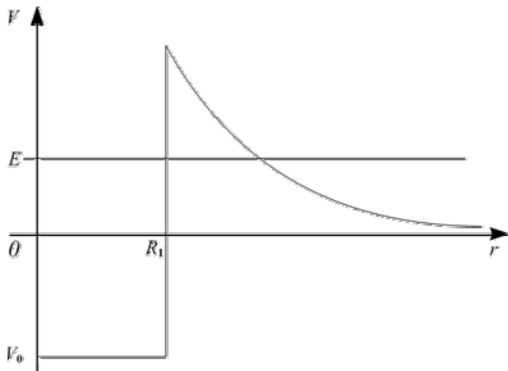
<sup>3</sup>H. Niewodniczański Institute of Nuclear Physics, Cracow, Poland

The non-relativistic particle tunneling and scattering through three-dimensional rectangular and Coulomb barriers, containing a rectangular potential well inside, in the quasi-monochromatic approximation had been studied. Besides the external reflection for outside collision, the multiple internal reflections inside the well had also been taken into account. The explicit analytical expressions between the S-matrix of elastic scattering and all probability amplitudes (external and internal reflections, tunneling inside and tunneling outside) had been obtained.

In the case of a rectangular potential well and a Coulomb barrier (with  $l = 0$ ) (see Figure)

$$V = Z_1 Z_2 e^2 / r \tag{1}$$

( $Z_1 e$  and  $Z_2 e$  are the charges of a daughter nucleus and an emitted particle, respectively) instead of a rectangular potential barrier. And instead of the functions  $h_l^{(1,2)}(kr)$  we have to use the Coulomb functions  $G_l(k, \eta, r) \pm i F_l(k, \eta, r)$  in the field of the Coulomb barrier with



Schematic stationary description of a scattering for a Coulomb barrier with  $K = [2m(V_0 - E)]^{1/2} / \hbar$ .

$$F_0(k, \eta, r) \rightarrow \sin(kr - \eta \ln 2kr + \sigma), r \rightarrow \infty \tag{2}$$

$$G_0(k, \eta, r) \rightarrow \cos(kr - \eta \ln 2kr + \sigma) r \rightarrow \infty, \tag{3}$$

where  $k = (2mE)^{1/2} / \hbar$ ,  $\eta = Z_1 Z_2 e^2 m / \hbar^2 k$  is the Sommerfeld parameter,  $\sigma = \arg \Gamma(1 + i\eta)$ .

In this case, we obtained the expression for the S-matrix  $S_0$  and all the probability amplitudes:

$$A_R^{ex} = \frac{-[G_0(k, \eta, R_1) - iF_0(k, \eta, R_1)]iK - [G_0'(k, \eta, R_1) - iF_0'(k, \eta, R_1)]k}{[G_0(k, \eta, R_1) + iF_0(k, \eta, R_1)]iK + [G_0'(k, \eta, R_1) + iF_0'(k, \eta, R_1)]k} \tag{4}$$

$$A_T^{in} = \frac{2ike^{iKR_1} [G_0(k, \eta, r) - iF_0(k, \eta, r)] - S[G_0(k, \eta, r) + iF_0(k, \eta, r)]}{[G_0(k, \eta, R_1) + iF_0(k, \eta, R_1)]iK + [G_0'(k, \eta, R_1) + iF_0'(k, \eta, R_1)]k} \tag{5}$$

for the impact from outside and

$$A_R^{in} = e^{2iKR_1} \frac{[G_0(k, \eta, R_1) + iF_0(k, \eta, R_1)]iK - [G_0'(k, \eta, R_1) + iF_0'(k, \eta, R_1)]k}{[G_0(k, \eta, R_1) + iF_0(k, \eta, R_1)]iK + [G_0'(k, \eta, R_1) + iF_0'(k, \eta, R_1)]k} \tag{6}$$

$$A_T^{ex} = \frac{k}{K} A_T^{in}, \tag{7}$$

for the emission from the well under the barrier.

Finally we connected the S-matrix and all the probability amplitudes, taking into account the multiple reflections inside the potential well, by relation

$$S_0 = -A_R^{(ex)} + A A_T^{(ex)} = -A_R^{(ex)} + \frac{A_T^{(ex)} A_T^{(in)}}{1 + A_R^{(in)}}. \tag{8}$$

BREMSSTRAHLUNG DURING  $\alpha$ -DECAY OF  $^{214}\text{Po}$  AND  $^{226}\text{Ra}$  NUCLEI

S. P. Maydanyuk, V. S. Olkhovsky

*Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv*

In recent years many attempts have been made to study a nature of bremsstrahlung emission (Br) in  $\alpha$ -decay of heavy nuclei. After the first experiments [1, 2] in measurement of Br during  $\alpha$ -decay of nuclei  $^{210}\text{Po}$ ,  $^{214}\text{Po}$ ,  $^{226}\text{Ra}$  and  $^{244}\text{Cm}$ , new models are developed and new experiments are performed. The key idea of such research lays in search for the new method of obtaining from the Br spectra new information about dynamics of  $\alpha$ -decay and dynamics of tunneling. In 2008, we have further improved our model suggested earlier [3, 4] and have calculated the spectra of the Br - emission accompanying the  $\alpha$ -decay of the  $^{214}\text{Po}$  and  $^{226}\text{Ra}$  nuclei, which are found in the best agreement with the newest experimental data [5, 6]. Our results obtained for the first time [5, 6] are the following:

we have explained the differences between the spectra in  $\alpha$ -decay of  $^{226}\text{Ra}$  and  $^{214}\text{Po}$  nuclei (Fig. 1);

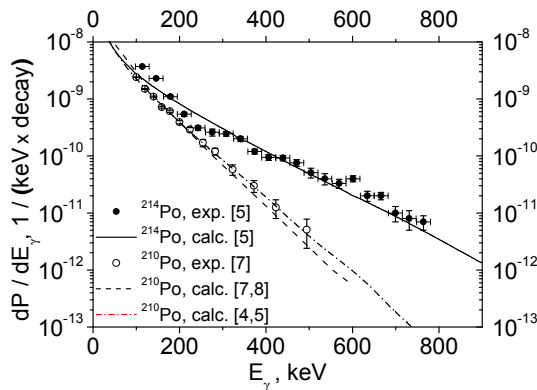


Fig. 1. The calculations (full line) of the photon emission probability accompanying the  $\alpha$ -decay of  $^{214}\text{Po}$  ( $E_\alpha = 7.7$  MeV) and new experimental data (full circles) for  $^{214}\text{Po}$  reported in [5]. For the comparison the experimental data [7], the calculation [8] and calculation by our approach [4] obtained for the  $\alpha$ -decay of  $^{210}\text{Po}$  ( $E_\alpha = 5.3$  MeV) are included.

for  $^{226}\text{Ra}$ ,  $^{214}\text{Po}$  we have estimated bremsstrahlung emission contributions from tunneling and external regions into total spectrum and opened a destructive interference between them (Fig. 2);

we have found the oscillations in the experimental data, which we explained by a dynamical description of the  $\alpha$ -decay and by deformation of the  $\alpha$ -nucleus potential (see Fig. 1);

we have established the presence of the emission of the bremsstrahlung photons during tunneling of

the  $\alpha$ -particle (such a phenomenon has been confirmed for the first time experimentally for the  $\alpha$ -decay and theoretically with taking into account the realistic  $\alpha$ -nucleus potential in the model).

These results show that up to now our model is the most motivated physically and gives the most accurate description of all existing experimental data. In particular, the last experiment [7] has confirmed the best description of the spectrum for  $^{210}\text{Po}$  by our model predicted two years before in [4] (see Fig. 1).

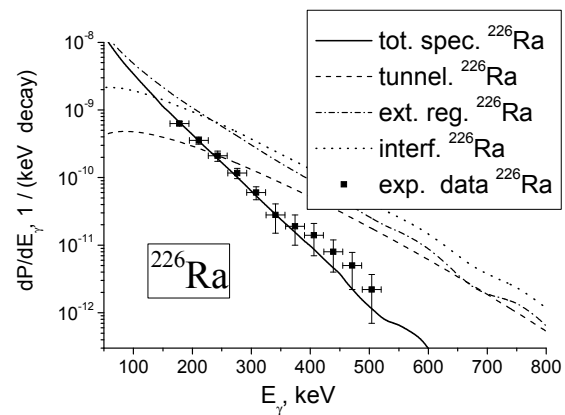


Fig. 2. The spectra of photons for  $^{226}\text{Ra}$  emitted from the tunneling region (dashed line), from external region (dash-dotted line) and the absolute value of contribution of the interference (dotted line) reported in [6].

1. N. V. Eremin, G. Giardina *et al.*, Phys. Lett. B **332**, 25 (1994); Phys. Rev. Lett. **85**, 3061 (2000).
2. J. Kasagi *et al.*, Phys. Rev. Lett. **79**, 371 (1997); Journ. Phys. G **23**, 1451 (1997); Phys. Rev. Lett. **85**, 3062 (2000).
3. S. P. Maydanyuk and V. S. Olkhovsky, Prog. Theor. Phys. **109**, 203 (2003); nucl-th/0404090.
4. S. P. Maydanyuk and V. S. Olkhovsky, Eur. Phys. Journ. A **28**, 283 (2006), nucl-th/0408022.
5. G. Giardina, G. Fazio, G. Mandaglio *et al.*, Europ. Phys. Journ. A **36**, 31 (2008).
6. G. Giardina, G. Fazio, G. Mandaglio *et al.*, Modern Physics Letters A **23**, 2651–2663 (2008).
7. H. Boie *et al.*, Phys. Rev. Lett. **105**, 343 (2007); U. D. Jentschura *et al.*, Phys. Rev. C **77**, 014611 (2008), nucl-th/0606005.
8. Th. Papenbrock and G. F. Bertsch, Phys. Rev. Lett. **80**, 4141 (1998).

WAVE FUNCTION OF THE UNIVERSE IN THE EARLY STAGE OF ITS EVOLUTION

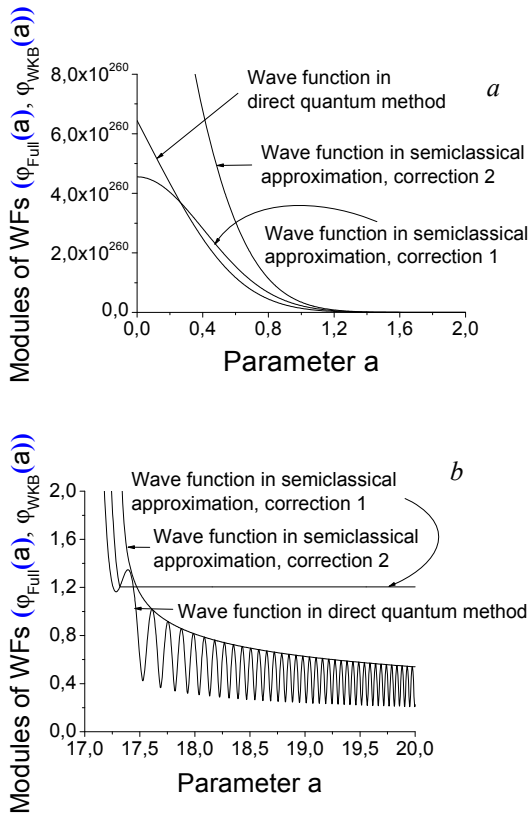
S. P. Maydanyuk

Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv

In quantum cosmological models, constructed in framework of Friedmann - Robertson - Walker metrics, a nucleation of Universe with its further expansion is described as a tunneling transition through an effective barrier between regions with small and large values of the scale factor  $a$  at non-zero (or zero) energy. An approach for describing this tunneling consists of constructing a wave function satisfying an appropriate boundary condition. There are various ways for defining the boundary condition that lead to different estimates of the barrier penetrability and tunneling time [1 - 3].

In 2008, I have for the first time constructed a fully quantum (non-semiclassical) method for determination of stationary wave function of the Universe at zero energy of radiation. In order to describe the escape from the tunneling region as accurately as possible and to construct the total wave function on the basis of its two partial solutions unambiguously, I have used the tunneling boundary condition that the wave function must represent only the outgoing wave at the point of escape from the barrier, where the following definition for the wave is introduced: the wave is represented by the wave function whose modulus changes minimally under a variation of the scale factor  $a$ . I have analyzed a behavior of this wave function in the tunneling region, near the escape point and in the asymptotic region, and estimated the barrier penetrability [4].

For the first time, I have established oscillations of modulus of the wave function in the external region starting from the turning point which decrease with increasing  $a$  and which are not shown in semiclassical calculations (see Figure). The period of such oscillation decreases uniformly with increasing  $a$  and it can be used as a fully quantum dynamical characteristic of the expansion of the Universe [4].



The modulus of the wave function calculated by the direct quantum approach and the wave functions calculated in the first and second semiclassical approximations reported in [4]: (a) close to zero the wave function in the first WKB approximation describes more accurately the modulus of the wave function in the direct approach in comparison with the wave function in the second WKB approximation (at  $a = 0$ , the wave function in the second WKB approximation has a singularity, while we obtain finite values for the wave function in the direct approach and the wave function in the first WKB approximation); (b) near the escape point  $a_{tp}$  the modulus of the wave function in the second semiclassical approximation coincides with the maxima of the wave function in the direct approach.

1. A. Vilenkin, Phys. Lett. B **117**, 25 (1982); Phys. Rev. D **30**, 509 (1984); Phys. Rev. D **50**, 2581 (1994).
2. J. B. Hartle and S. W. Hawking, Phys. Rev. D **28**, 2960 (1983).
3. V. A. Rubakov, Phys. Lett. B **148**, 280 (1984); D. Levkov, C. Rebbi, and V. A. Rubakov, Phys. Rev. D **66**, 083516 (2002).
4. S. P. Maydanyuk, Europ. Phys. Journ. C **57**, 769 (2008), arXiv: 0707.0585.

**SOME PHENOMENA THEORETICALLY PREDICTED AND EXPLAINED BY THE TIME ANALYSIS OF THE EXPERIMENTAL DATA ON NUCLEAR PROCESSES**

**V. S. Olkhovsky, V. V. Davydovsky, M. E. Dolinska, N. L. Doroshko**

*Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv*

The self-consistent methods in time analysis of nuclear collisions and decays are based on the properties of time as a quantum observable, canonically conjugate to energy. Even a simplified application of these methods for the elementary study of the  $\alpha$ -decay in the exponential-law-decay approximation resulted in the simple phenomenological method of the determination of the  $\alpha$ -particle one-step virtual and real sojourn time inside the parent alpha-radioactive nucleus between the alpha-particle successive incoherent multiple internal reflections during the  $\alpha$ -decay [1]. And also the direct temporal study of the quasi-monochromatic proton scattering by nuclei  $^{12}\text{C}$  and  $^{14}\text{N}$  at the range of isolated resonances distorted by the non-resonant background, accompanied by the bremsstrahlung, brings to the simple revealing of the possible existence of the delay-advance phenomenon in the proton emission during scattering [2]. The utilization of the self-consistent methods of time analysis to the study of high-energy nuclear reactions (near and above 0.1-GeV per nucleon in the final compound-fragment formations) resulted in the discovery of the phenomenon of time resonances (or explosions) for such formations [3].

For instance, in the case of the  $\alpha$ -decay the effective value of the  $\alpha$ -particle virtual and real sojourn time inside the parent  $\alpha$ -radioactive nucleus between the successive incoherent multiple internal reflections during the long  $\alpha$ -decay had been evaluated, basing on the simple base of the experimental exponential law of the  $\alpha$ -decay with the mean time  $\tau$

$$\tau_{soj} = (k/K) |A_T|^2 \tau = P \tau. \quad (1)$$

Formula (1), rewritten in the form of the well-known formula (by Gamow, Henri and Condon)

$$\lambda = \nu P \quad (1a)$$

represents a new phenomenological approach to the meaning of the pre-exponential factor as now  $\nu = 1/\tau_{soj} = 4.108 \cdot 10^{19} \text{ s}^{-1}$  and  $1.742 \cdot 10^{19} \text{ s}^{-1}$ , respectively.

The quantity  $\nu = 1/\tau_{soj}$  is different from the Gamow pre-exponential factor  $\nu_0/2R_1 \equiv [2(E + V_0)/m]^{1/2}/2R_1$ , evaluated as a simple classical number of purely kinetic impacts on the nuclear surface per time unit, and also from the Landau evaluation of the pre-exponential factor as  $D/2\pi\hbar$  ( $D$  is the

mean level distance for the parent nucleus in the considered energy interval).

Numerically our value is strongly different from the Gamow value: for chosen in [1]  $E = 5.407 \text{ MeV}$ ,  $V_0 = 16.7 \text{ MeV}$ ,  $R_1 = 8.76 \text{ Fm}$  and  $R_1 = 8.975 \text{ Fm}$ ,  $\nu_0/2R_1 = 1.881 \cdot 10^{21} \text{ s}^{-1}$  and  $1.836 \cdot 10^{21} \text{ s}^{-1}$ , respectively. Such difference can be explained physically by the very small moving time inside the potential well in comparison with the duration of the vanishing and formation processes. Also it is easy to see that the value of  $R_0$  does not essentially influence on the values of  $A_R$ ,  $A_T$  and  $\tau_{soj}$ .

For  $D = 100 \text{ keV}$ , the value  $D/2\pi\hbar = 2.418 \times 10^{19} \text{ s}^{-1}$ . So, our results are not very distant from the Landau value (may be, because both quantities are connected with the fundamental intrinsic properties of the internal motions inside the parent nucleus).

We compare them with the values  $1.021 \cdot 10^{-27}$  and  $2.409 \cdot 10^{-27}$  (with  $R_1 = 8.76$  and  $8.975 \text{ Fm}$ ) for  $P$  obtained within the WKB approximation. Such somewhat smaller values of  $P$  are typical for the WKB approximation. It can be easily explained by the fact that the quasi-classic approximation is not valid near the turn points (where the particle momentum is equal to 0).

The calculated quantities of  $\tau_{T}^{Ph}$ ,  $\tau_{R}^{Ph}$  and the kinematical  $\alpha$ -particle flight inside the parent nucleus  $(\nu_0/2R_1)^{-1}$  are much lesser than the general mean duration  $\tau_{soj}$  of the  $\alpha$ -particle virtual and real existence inside the parent nucleus. So, namely the durations of the  $\alpha$ -particle vanishing and formation processes inside the parent nucleus give the dominant contribution to the value of  $\tau_{soj}$ . Moreover, there is no noticeable dependence of the quantities  $\tau_{soj}$ ,  $P$  and  $\lambda$  from  $R_1$ .

1. В. В. Давыдовский, А. К. Зайченко и В. С. Ольховский, Зб. наук. праць Ін-ту ядерних досл. № 1 (14), 28 (2005).
2. N. L. Doroshko, V. S. Olkhovsky *et al.*, Nucl. Phys. A **549**, 375 (1992); A **564**, 217 (1993).
3. V. S. Olkhovsky, M. E. Dolinska, and S. A. Omelchenko, Central Europ. J. of Phys. **4(2)**, 1 (2006).

**TIME AS A QUANTUM OBSERVABLE, CANONICALLY CONJUGATED TO ENERGY,  
AND FOUNDATIONS OF SELF-CONSISTENT TIME ANALYSIS  
OF QUANTUM PROCESSES**

**V. S. Olkhovsky**

*Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv*

During almost ninety years (starting from [1]) it is known that time cannot be represented by a self-adjoint operator, with the possible exception of special abstract systems (such as an electrically charged particle in an infinite uniform electric field and a system with the limited from both below and above energy spectrum). This fact results to be in contrast with the known circumstance that time, as well as space, in some cases plays the role just of a parameter, while in some other cases *is* a physical observable which *ought* to be represented by an operator. The list of papers devoted to the problem of time in quantum mechanics is extremely large (see, for instance, references in [2]). The same situation had to be faced also in quantum electrodynamics and, more general, in relativistic quantum field theory.

As to quantum mechanics, the first set of known articles appeared at 60-ties (see, for instance, [3 - 5] and references therein). The second set of papers on time as an observable in quantum physics appeared at the end of the eighties and mainly in the nineties and even more recently (see, for instance, [6 - 8] and references therein). It is noticeable that many of this second set of papers appeared, however, to ignore the Naimark theorem [9], which had previously constituted an important basis for the results in [2 - 5]. This Naimark theorem states that the non-orthogonal spectral decomposition  $E(\lambda)$  of a hermitian operator  $H$  is of the Carleman type ( $E(\lambda)$  is *unique* for the *maximal* hermitian operator, as in the case of the time operator for the systems with the continuous energy spectra), i.e. it *can be approximated* by a succession of the self-adjoint operators, the spectral functions of which do weakly converge to the spectral function  $E(\lambda)$  of the operator  $H$ .

Namely, by exploiting that Naimark theorem, it has been shown by V. S. Olkhovsky and E. Recami [2, 7, 8] (and, independently, by A. S. Holevo [10]) that, for systems with continuous energy spectra, time can be introduced as a quantum-mechanical observable, canonically conjugate to energy. More precisely, the time operator resulted to be maximal hermitian, even if not self-adjoint. Then, in [2 - 5, 10] it was clarified that time can be introduced also for these systems as a quantum-mechanical observable, canonically conjugate to energy, and the time

operator resulted to be quasi-self-adjoint (more precisely, it can be chosen as an almost self-adjoint operator with practically almost any degree of the accuracy) for the systems with the discrete energy spectra.

We intend to justify the association of *time* with a quantum-physical observable, by exploiting the properties of the maximal hermitian operators in the case of the continuous energy spectra, and the properties of quasi-self-adjoint operators in the case of the discrete energy spectra. Then, we analyze the *positive-operator-value-measure approach* which is used in many references from the second set of papers and sometimes used till now (see, in particular, [6 - 8]). In this approach the artificial exit from the physical Hilbert space is used with inclusion of the non-physical continuum negative energy values with the further projection to the initial physical Hilbert space, and it is practically applied only for the simple systems like the systems with free particles.

Finally, we review our methods of time analysis and joint time-energy analysis which had already proved to be fruitful in a lot of tunnelling and nuclear processes.

The short review on this topic was published in 2008 in [2]. The large review on the same subject is accepted for publication in *Advances in Mathematical Physics*.

1. W. Pauli, in *Handbuch der Physik*, vol. 5/1, edited by S. Fluegge (Berlin, 1926), p. 60.
2. V. S. Olkhovsky and E. Recami, *Intern. J. Mod. Phys. B* **22**, 1877 (2008).
3. V. S. Olkhovsky and E. Recami, *Nuovo Cimento A* **53**, 610 (1968).
4. V. S. Olkhovsky, E. Recami and A. Gerasimchuk, *Nuovo Cimento A* **22**, 263 (1974).
5. V. S. Olkhovsky, *Sov. J. Part. Nucl.* **15**, 130 (1984).
6. V. Delgado, *Phys. Rev. A* **59**, 1010 (1999).
7. J. Muga, J. Papao, and C. Leavens, *Phys. Lett. A* **253**, 21 (1999).
8. J. Muga, I. Egusquiza, J. Damborenea, and F. Delgado, *Phys. Rev. A* **66**, 042115 (2002).
9. M. A. Naimark, *Izvestiya Akademii Nauk SSSR, Seriya Matemat [in Russian, partially in English]*, **4**, 277 (1940).
10. A. S. Holevo, *Rep. Math. Phys.* **13**, 379 (1978).

**КВАНТОВОЕ ТУННЕЛИРОВАНИЕ В СИСТЕМЕ ВОДОРОДНЫХ СВЯЗЕЙ  
БИОЛОГИЧЕСКИХ СТРУКТУР И РНК-ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ****Л. С. Марценюк***Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев*

На основании анализа результатов исследований, относящихся к проявлению эффекта резонансного взаимодействия низкоинтенсивных электромагнитных волн ММ-диапазона (КВЧ-излучения) с живыми организмами (СПЕ-эффекта) [1], проведен сравнительный анализ явлений, происходящих в организме при воздействии на него КВЧ-излучения, гомеопатических препаратов и внешних факторов, вызывающих заболевание организма (вирусов). Поскольку все жизненные процессы происходят в водных средах, то соответствующие им трансформации в состоянии организма приводят к изменению состояния воды. Показано, что такие изменения могут удовлетворительно описываться в рамках механизма квантовых интерференционных переходов и туннелирования через энергетический барьер между водными комплексами, удерживаемыми водородными связями [2].

В работе также представлен теоретический анализ процессов, приводящих к посттранскрипционному сайленсингу при внедрении в клеточную систему чужеродной молекулы РНК (эффект РНК-интерференции) [3].

Острая направленность по гомологичной последовательности вводимой в клетку молекулы РНК к соответствующему гену, а также высокая чувствительность клеточной системы на появление в цитоплазматической среде дуплекса – двухцепочечной молекулы РНК (дсРНК) указывают на резонансный характер происходящих при РНК-интерференции процессов. Действительно, достаточно появления в цитоплазматической среде всего лишь нескольких молекул дсРНК, чтобы запустился механизм РНК-интерференции.

Поэтому основное внимание в данной работе уделяется теоретическому рассмотрению квантовых резонансных процессов в клетке живого организма. Показано, что ведущая роль в воз-

никновении резонансных явлений принадлежит системе водородных связей, как наиболее слабых и, в силу этого, наиболее чувствительных к сигналам внешнего электрического поля.

При попадании в цитоплазму чужеродных молекул РНК электрические сигналы от этой молекулы регистрируются участком ДНК, на котором находится гомологичный этой молекуле ген, и передаются в систему водородных связей. Протон переходит на более высокий уровень, с которого он может туннелировать в соседнюю квантовую яму. В результате этого возбуждение передается параллельной цепочке участка молекулы ДНК. При определенных условиях, описанных в представленной работе, возможно возникновение квантовых резонансных переходов.

Высказано предположение, что именно такие резонансные процессы, возникающие при появлении в клеточной среде чужеродной РНК, и могут быть ответственны за образование дсРНК, являющейся ключевым звеном в запуске механизма РНК-интерференции.

Указывается также на взаимосвязь всех клеточных систем, участвующих в реализации посттранскрипционного сайленсинга и клеточной воды, что обусловлено присутствием в водных системах водородных связей, соединяющих молекулы воды в водных комплексах. Такая взаимосвязь обнаруживается в спектрах КВЧ-резонансного взаимодействия, снятых с тканей живого организма (СПЕ-эффект).

1. Н. И. Синицин, В. И. Петросян, В. А. Елкин *и др.*, Биомедицинская радиоэлектроника **1**, 3 (1999).
2. А. С. Давыдов, *Биология и квантовая механика* (Наук. думка, Киев, 1979), 296 с.
3. В. И. Павличенко и А. В. Абрамов, *Основы молекулярной биологии и генетики* (ИМА-пресс, Д., 2006), 468 с.

**DETERMINATION OF MIXING AMPLITUDE FOR STATES  $5/2^+$  IN NUCLEUS  $^{27}Al$**

**I. O. Korzh, M. T. Sklyar, A. D. Foursat**

*Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv*

While computing cross sections of direct inelastic scattering for excitation of the quintet of states for the nucleus  $^{27}Al$  in the frames of the excited core model (ECM) one has to account for the effect of mixing of the ground and the excited states with  $J^\pi = 5/2^+$ . The main physical idea put in the basis of the model is that the majority of attributes of an odd nucleus which consists of an even-even core plus an extra nucleon is essentially the attributes of the core. The extra nucleon is coupled with the core and splits its energy levels into multiplet of states in accord with the rules of adding of angular moments. Odd nuclei can also be presented as a core minus an extra nucleon, i.e. plus a hole in the shell. That very configuration was chosen for  $^{27}Al$ . Thus, in ECM the nucleus  $^{27}Al$  consists of a core being an even-even nucleus  $^{28}Si$  coupled with a  $1d_{5/2}$  proton hole. So, it is naturally to expect that the main scattering of particles bombarding the aluminum nucleus will take place on the core  $^{28}Si$ . The proton hole being coupled with the ground state of  $^{28}Si$  gives  $5/2^+$  ground state of  $^{27}Al$ , and its coupling with the first  $2^+$  excited state of  $^{28}Si$  produces a quintet of excited states with the values of angular momentum:  $1/2^+$ ,  $3/2^+$ ,  $5/2^+$ ,  $7/2^+$ ,  $9/2^+$ . In the energy spectrum of  $^{27}Al$  states with equal quantum numbers (the ground state  $5/2^+$  and the excited state  $5/2^+$ , 2.73 MeV) are observed which are mixed by the residual interaction that in the language of wave functions of these states leads to:

$$\begin{aligned} (5/2^+)_1 : E^{(1)}, \quad \Psi^{(1)} &= \sqrt{1-A^2}\psi_1 + A\psi_2, \\ (5/2^+)_2 : E^{(2)}, \quad \Psi^{(2)} &= \sqrt{1-A^2}\psi_2 - A\psi_1, \\ (\Psi^{(2)}, \Psi^{(1)}) &= 0, \end{aligned} \quad (1)$$

where  $A$  is the amplitude characterizing the value of mixing of basic states in the model with interaction particle-core through a phonon:

$$\psi_1 \equiv \left| 00 \frac{5}{2}; \frac{5}{2} \right\rangle, \quad \psi_2 \equiv \left| 12 \frac{5}{2}; \frac{5}{2} \right\rangle, \quad (2)$$

where  $\psi_1$  is a single particle state with no phonons, and the state  $\psi_2$  consists of a noninteracting particle

(a proton hole) in the state  $1d_{5/2}$  and a quadruple phonon (index 12) which are coupled in the state with the total spin  $5/2^+$ .

The method was elaborated in the general form for computation of the mixing amplitude  $A$  of states of nuclei in which among multiplet components of excited states the states with the same quantum numbers as for the ground state of odd nucleus were observed. The consequences of such a mixing were analyzed. For the  $^{27}Al$  nucleus we got first the expression for amplitude of state mixing [1]:

$$A = \sqrt{\frac{1}{2} \left( 1 - \frac{\omega_2}{\Delta} \right)}, \quad (3)$$

where  $\Delta$  is a distance between levels with  $J^\pi = 5/2^+$  (2.73 MeV),  $\omega_2$  = energy of a quadruple phonon (1.779 MeV). It is shown that account of state mixing in wave functions of multiplet components leads to essential reduction of cross sections of inelastic neutron scattering by the  $^{27}Al$  nucleus (the cross section of direct excitation of quintet states with  $J^\pi \neq 5/2^+$  is reduced by the factor 0.826, while the cross section of excitation of a state with  $J^\pi = 5/2^+$  is reduced by the factor 0.42), that enables better agreement between computed and experimental cross sections [2]. Our value of state mixing amplitude  $A = 0.417$  is in a good agreement with the value  $A = 0.435$  got from the analysis of experimental cross sections of inelastic scattering of protons with the energy 17.5 MeV [3].

1. I. O.Korzh, M. T. Sklyar, and A. D.Foursat, in *Book of Abstr. of the 2-nd Int. Conf. "Current Problems in Nuclear Physics and Atomic Energy"* (Kyiv, Ukraine, 2008), Kyiv, 2008, p. 69.
2. I. O. Korzh, M. T. Sklyar, and A. D. Foursat, *Ukr. J. Phys.* **53**, 744 (2008).
3. G. M. Grawley and G. T.Garvey, *Phys. Rev.* **167**, 1070 (1968).

AVERAGE RESONANCE PARAMETERS OF NICKEL AND ZINC NUCLEI

M. M. Pravdivy, I. O. Korzh, M. T. Sklyar

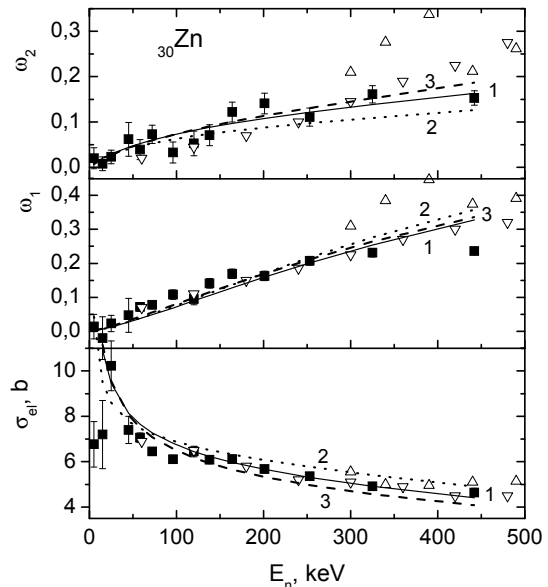
Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv

Average resonance parameters of nuclei are determined by various methods and often have significant discrepancies that prevent their practical use and improvement of theoretical calculations. We have elaborated the method of their determination from the analysis of cross sections of elastic scattering of low energy neutrons which has a number of preferences in comparison with other methods, especially it allows to check the suitability of available parameters to the experiment.

Earlier we have determined the full sets of resonance parameters  $S_0, S_1, R'_0, R'_1, S_{1,3/2}$  for even isotopes of cadmium, tin [1] and other nuclei. In the work the results of parameter determination are given for nickel and zinc. There are published recommended parameters  $S_0, S_1, R'_0$  [2] and the data of systematical studies of parameters for these nuclei [3]. Discrepancies in 2 - 5 times exist for parameters  $S_0, S_1$  in these works that initiated the fulfillment of our study.

As an example, in the Figure for the zinc nucleus the energy dependences of experimental coefficients of expansion of  $\sigma_{el}(\theta)$  in Legendre polynomials -  $\sigma_{el}, \omega_1, \omega_2$  are shown by symbols, and by curves the computation results with different sets of resonance parameters: 1 – with parameters of this work obtained from the fit of theoretical coefficients of expansion of differential cross sections to experimental values, 2 – with parameters of the work [3]; 3 – with recommended parameters [2].

It is seen from the figure that our resonance parameters describe experimental data on  $\sigma_{el}, \omega_1, \omega_2$  by the most optimal way. The results of the work showed as well that the recommended for both nuclei values of the parameter  $S_1$  were overestimated in  $\sim 2$  times.



Energy dependence of experimental and computed values  $\sigma_{el}, \omega_1, \omega_2$  for the  $^{30}\text{Zn}$  nucleus.

Obtained in the work average resonance parameters of the nuclei  $^{28}\text{Ni}$  and  $^{30}\text{Zn}$  are given in the table.

Average resonance parameters of  $^{28}\text{Ni}$  and  $^{30}\text{Zn}$  nuclei

Nucleus	$S_0 \cdot 10^4$	$S_1 \cdot 10^4$	$R'_0, \text{Fm}$	$R'_1, \text{Fm}$	$S_{1,1/2} \cdot 10^4$	$S_{1,3/2} \cdot 10^4$
$^{28}\text{Ni}$	3.80(35)	0.95(26)	6.25(26)	3.36(75)	0.05(1.0)	1.40(32)
$^{30}\text{Zn}$	2.80(40)	0.95(20)	6.50(25)	1.27(90)	0.05(0.9)	1.40(35)

1. I. O. Korzh, M. M. Pravdivy, and M. T. Sklyar, in *Proc. of the Int. Conf. "Current Problems in Nuclear Physics and Atomic Energy"* (Kyiv, Ukraine, 2006), Kyiv, 2007, Part II, p. 599.
2. S. F. Mughabghab, *Atlas of Neutron Resonances*

- (*Resonance Parameters and Thermal Cross Sections*). BNL. (Elsevier, 5<sup>th</sup> Edition), 1 (2006).
3. A. B. Popov and G. C. Samosvat, *Short reports JINR* (Dubna, 1986), 18 – 86, p. 30.



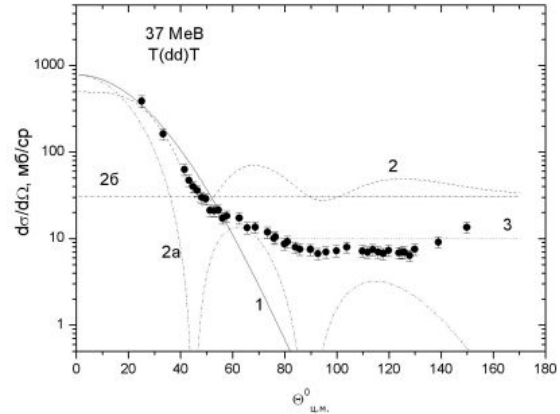
АНАЛІЗ ПРУЖНОГО dt- та d<sup>3</sup>He-РОЗСІЯННЯ

О. О. Белюскіна, В. І. Гранцев, В. В. Давидовський, К. К. Кісурін, С. Є. Омельчук,  
Г. П. Палкін, Ю. С. Рознюк, Б. А. Руденко, Л. С. Салтиков, В. С. Семенов,  
Л. І. Слюсаренко, Б. Г. Стружко, В. К. Тартаковський, В. А. Шитюк

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

Пружне розсіяння дейтронів ядрами тритію при енергіях  $E_d = 37,0$  MeV досліджувалося на Київському ізохронному циклотроні У-240 ІЯД НАН України. Для отримання кутових розподілів пружного dt-розсіяння в широкому діапазоні кутів спільно з диференціальними перерізами пружного розсіяння дейтронів використовувалися також диференціальні перерізи тритонів віддачі. Кутові розподіли характеризуються різким зменшенням перерізу зі збільшенням кута розсіяння до  $\theta_{ц.м.} \lesssim 60^\circ$ . Характер кутової залежності перерізів пружного dt- і d<sup>3</sup>He-розсіяння суттєво змінюється в області кутів розсіяння  $60^\circ \lesssim \theta_{ц.м.} \lesssim 130^\circ$  зі збільшенням початкової енергії дейтронів. Широкий максимум, що спостерігається під кутом  $\theta_{ц.м.} \approx 100^\circ$  при енергії 14,4 MeV, зникає при енергії 37,0 MeV. Експериментально пружне розсіяння дейтронів на тритонах раніше досліджувалося тільки при низьких енергіях (6,6 - 14,4 MeV) [1], тому ми проводимо порівняння з літературними даними з <sup>3</sup>He(dd)-розсіяння [2, 3].

При енергіях дейтронів, що розглядаються, довжина хвилі  $\lambda$  відносного руху ядер <sup>2</sup>H і <sup>3</sup>H в декілька разів менше за радіус їх ядерної взаємодії  $R_N$  (~4 - 6 фм), тому є можливість використовувати дифракційне наближення. Проведено аналіз кутових розподілів пружного розсіяння дейтронів на тритонах (геліонах) при енергіях 14 - 40 MeV за мікроскопічною дифракційною моделлю з урахуванням NN-взаємодії. Розрахунки за формулою мікроскопічної дифракційної моделі в імпульсному наближенні при енергії дейтронів 37 MeV показано на рисунку суцільною кривою. Як і очікувалося, дифракційна модель порівняно непогано описує перерізи, що спостерігаються, в області основного максимуму ( $\theta_{ц.м.} \lesssim 60^\circ$ ) при енергіях 14,4, 37 та 39,9 MeV, оскільки вони отримані при мікроскопічному розгляді зіткнення дейтронів з тритонами з урахуванням NN-взаємодії [4]. Для аналізу кутових розподілів на кутах  $\theta_{ц.м.} > 60^\circ$  необхідно вийти за межі дифракційного наближення. Це можна зробити наближено, якщо скористатися квазікласичними виразами для амплітуди та перерізу розсіяння двох непроникливих кульок.



При  $kR_N \gg 1$  квазікласична амплітуда розсіяння таких непроникливих кульок буде для всіх кутів  $\theta_{ц.м.} \leq 180^\circ$  складатися з дифракційної (квантовохвильової) амплітуди та амплітуди класичного ізотропного розсіяння. Інтерференція між дифракційною та класичною амплітудами, якою звичайно нехтують, у нашому випадку впливає на поведінку перерізу. Крім того, дейтрон і тритон не є зовсім непроникливими, що може приводити до деякого зменшення перерізу. Це якісно можна врахувати, якщо ввести в загальні профільні функції параметр напівпрозорості  $a_0 < 1$ , що залежить від енергії [4]. Кривою 2 на рисунку позначено значення перерізу, що розраховано в квазікласичному наближенні, а позначками 2a та 2б - вклади дифракційного та класичного перерізів відповідно. Кривою 3 позначено переріз  $\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{4} R_N^2$  при  $U_0 \rightarrow \infty$  і кутах розсіяння дейтронів  $\theta_{ц.м.} > 70^\circ$ ,  $R_N = 2$  фм.

1. J. E. Brolley, Jr., T. M. Putnam, L. Rosen, and L. Stewart, Phys. Rev. **117**, 1307 (1960); T. R. King and S. Rotman, Nucl. Phys. A **183**, 657 (1972).
2. R. Roy, F. Seiler, H. E. Conzett, and F. N. Rad, Phys. Rev. C **24**, 2421 (1981).
3. В. К. Тартаковский, Изв. вузов СССР. Физика № 9, 3 (1980).

**МОЖЛИВОСТІ МЕТРОЛОГІЧНИХ РОБІТ ІЗ ШВИДКИМИ НЕЙТРОНАМИ НА ПУЧКУ ЕГП-10К**

**І. П. Дряпаченко, Е. М. Можжухін, О. В. Хвастунов**

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

В ІЯД НАН України на виведеному пучку прискорених іонів ЕГП-10К вдалося відновити спектрометричні вимірювання зі швидкими нейтронами по часу прольоту з прив'язкою до супутнього нейтрону ядерного випромінювання [1, 2]. Підготовлена багатопараметрична кореляційна методика дає змогу проводити кількісні вимірювання з монохроматичними нейтронами з реакції  $D(d, n)^3\text{He}$  в енергетичному діапазоні до 10 МеВ залежно від енергії бомбардуючого пучка та обраної геометрії вимірювань, а саме кутів детекторів кінцевих продуктів реакції – нейтрона та ядра  $^3\text{He}$ . На рис. 1 наведено ділянки статистичної інформації про  $n^3\text{He}$ -збіги в параметрах енергії заряджених частинок (горизонтальна вісь) та часового спектра цих збігів (по вертикалі) двовимірних спектрів, накопиченої в двох послідовних експозиціях – (а) з мішенню із дейтерованого поліетилену  $\text{CD}_2$  та (б) із звичайним поліетиленом  $\text{CH}_2$ . Наявна однозначна ідентифікація ефекту збігу сигналів детекторів від кінцевих продуктів – нейтрона та ядра  $^3\text{He}$  – ядерної реакції  $D(d, n)^3\text{He}$ . Необхідно зауважити, що «паспортна» монохроматичність енергії виведеного пучка електростатичного прискорювача на рівні 0,1 %, забезпечує високу прецизійність отриманих даних щодо кроку по енергії швидких нейтронів, яка буде визначатися обраною геометрією вимірювань (тілесними кутами детекторів, розмірами п'ятна пучка на мішені й т. ін.).

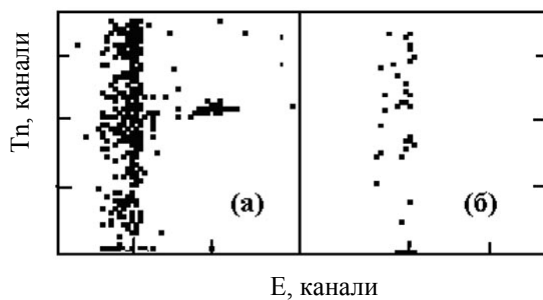


Рис. 1. Статистична інформація щодо  $n^3\text{He}$ -збігів: а – мішень  $\text{CD}_2$ ; б – мішень  $\text{CH}_2$ .

Дані на рис. 1 отримано для енергії пучка дейтронів 5,5 МеВ й кутів реєстрації нейтронів  $82^\circ$  та ядер  $^3\text{He}$   $38^\circ$ , що за розрахунками кінематики двочастинкових зіткнень та «точкової» геометрії дає енергію  $E(^3\text{He}) = 3.94$  МеВ та  $E(n) = 4.82$  МеВ.

Сортування накопичених даних та їх обробка дає змогу отримати прецизійні кількісні результати щодо взаємодії нейтронів з речовиною. Беззаперечним логічним застосуванням такої методики насамперед можуть бути фундаментальні дослідження та прикладні випробування матеріалів в експериментах з пропускання швидких нейтронів для отримання й оновлення нейтронних даних. Прикладом метрологічного застосування даної методики можуть бути отримані нами результати порівняння світлових виходів різних сцинтиляторів з аналізу ще одного зареєстрованого параметра – амплітуди анодного імпульсу фотопомножувача. На рис. 2 наведено отримані відповідні дані для двох органічних сцинтиляторів – стильбен (1) та пластик (2), які повністю відповідають відомому співвідношенню світлових виходів цих сцинтиляторів – від 1,0 до  $0,3 \div 0,4$ .

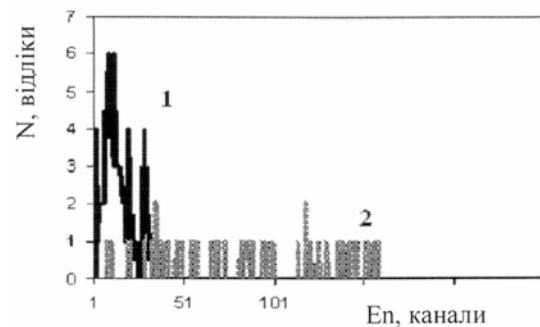


Рис. 2. Амплітуда анодного сигналу фото помножувача від нейтронів з енергією 4,8 МеВ для двох сцинтиляторів – стильбен (1) й пластик (2).

Передбачається використати дану методику для пошуку та випробувань нових сцинтиляторів для роботи у мішаних радіаційних полях швидких нейтронів та  $\gamma$ -квантів.

1. І. П. Дряпаченко та Е. М. Можжухін, Ядерні та радіаційні технології **4**, 76 (2004).
2. І. П. Дряпаченко та Е. М. Можжухін, *Щорічник-2007* (ІЯД АН України, Київ, 2008), с. 88.

**ПЕРЕРІЗИ РЕАКЦІЇ  ${}^3\text{H}(d, {}^3\text{He})nn$  ПРИ ЕНЕРГІЇ ПУЧКА ДЕЙТРОНІВ 37 MeV**

**О. О. Белюскіна, В. І. Гранцев, В. М. Лебедев<sup>1</sup>, А. Л. Литвинський, К. К. Кісурін, Г. П. Палкін, С. Є. Омельчук, Ю. С. Рознюк, Б. А. Руденко, В. С. Семенов, Л. І. Слюсаренко, Б. Г. Стружко, В. А. Шитюк**

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

*<sup>1</sup>Науково-дослідний інститут ядерної фізики ім. Д. В. Скобельцина, МГУ, Росія*

На циклотроні У-240 ІЯД НАН України отримано інклюзивні спектри й диференціальні перерізи реакцій  ${}^3\text{H}(d, {}^3\text{He})nn$  і  ${}^3\text{H}(d, {}^4\text{He})n$ . Енергія пучка прискорених дейтронів становила 36,9 MeV, а інтервал досліджених кутів емісії іонів  ${}^3\text{He}$  і  ${}^4\text{He}$  – в межах від 7,6 до 31,6° у лабораторній системі. Кутовий розподіл диференціальних перерізів реакції  ${}^3\text{H}(d, n){}^4\text{He}$  було нормовано до перерізів реакції  ${}^3\text{He}(d, p){}^4\text{He}$  з роботи [1]. Знайдений коефіцієнт використано для визначення шкали абсолютних перерізів реакції  ${}^3\text{H}(d, {}^3\text{He})nn$  (рис. 1).

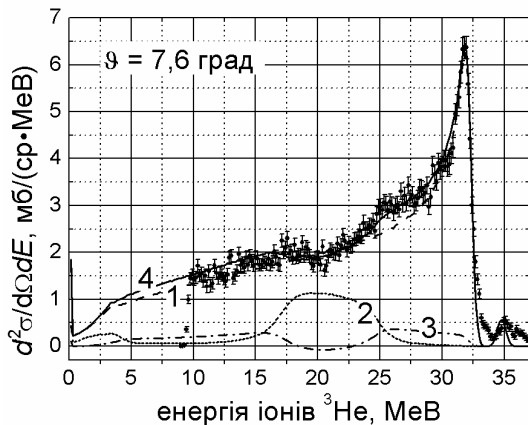


Рис. 1. Інклюзивний спектр ядер  ${}^3\text{He}$ : 1 - розподіл Ватсона - Мігдала для ВКС нейтронів; 2 - внесок послідовного розпаду через резонанс  ${}^4\text{He}^*$  ( $E_x = 21,2$  MeV), збільшено для наочності; 3 - інтерференційний доданок; 4 - сумарний спектр.

Експериментальні розподіли рис. 1 модельовано з урахуванням простих квазібінарних механізмів тричастинкової реакції  $d+{}^3\text{H} \rightarrow {}^3\text{He} + n + n$ :

$$|T_f|^2 = c_0 + |c_{23}F_S(k_{23}) + c_{12}F_R(k_{12}) + c_{13}F_R(k_{13})|^2, \quad (1)$$

де  $F_S(k)$  – амплітуда, що описує взаємодію в кінцевому стані (ВКС) нейтронів,  $F_R(k)$  – амплітуда послідовного розпаду через резонанс  ${}^4\text{He}^*$ , а  $c_0, c_{23}, c_{12}, c_{13}$  – вільні параметри. Враховано також умови експерименту: немонохроматичність пучка дейтронів, товщину мішені, неточкову геометрію (розміри пучка на мішені, розміри детектора, відстань від мішені до детектора) і роздільну здатність спектрометра.

Моделюючи інтерференцію амплітуд, вдає-

ться відтворити також і модуляцію неперервного розподілу в спектрах, отриманих під малими кутами.

Виокремлюючи внесок складової ВКС до перерізу реакції у сумі (1) і інтегруючи його по відносних енергіях нейтронів у межах, дозволених кінематикою, отримано диференціальні перерізи  $d\sigma(\theta)/d\Omega$  утворення синглетних  $nn$  пар у реакції  ${}^3\text{H}(d, {}^3\text{He}){}^2n$  (рис. 2). Суцільною лінією на рисунку показано перерізи, розраховані в наближенні супермультиплетної потенціальної моделі (СПМ) розсіювання кластерів для процесу перезарядки в реакції  ${}^3\text{H}(d, {}^3\text{He})nn$  [2, 3]. Характерною рисою розподілу, що раніше не спостерігалася в експериментах для цієї реакції, але передбачена СПМ, є наявність максимуму в кутовому розподілі під кутом 45 град. Цікаво було б виконати подібне порівняння в недослідженому поки що інтервалі енергій між 14 и 22 MeV у с.ц.м.

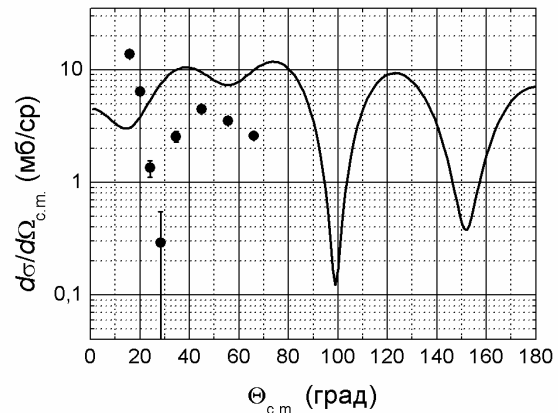


Рис. 2. Кутовий розподіл диференціального перерізу реакції  ${}^3\text{H}(d, {}^3\text{He})nn$ , інтегрованого по відносній енергії нейтронів у межах  $\epsilon_{23} = 19,1$  MeV у порівнянні з даними супермультиплетної потенціальної моделі.

Автори вдячні проф. В. Г. Неудачину за інтерес до роботи та участь в обговоренні результатів.

1. R. Roy, F. Seiler, H. E. Conzett, and F. N. Rad, Phys. Rev. C **24**, 2421 (1981).
2. V. G. Neudatchin, V. I. Kukulkin, V. N. Pomerantsev, and A. A. Sakharuk, Phys. Rev. C **45**, 1512 (1992).
3. В. М. Лебедев, В. Г. Неудачин и Б. Г. Стружко, Ядер. физика. **65**, 489 (2002).

**THE  ${}^7\text{Li}$ ,  ${}^7\text{Be} + {}^9\text{Be}$  ELASTIC SCATTERING  
IN THE COUPLED-REACTION-CHANNELS APPROACH**

**A. T. Rudchik<sup>1</sup>, K. W. Kemper<sup>2</sup>, V. O. Romanyshyn<sup>1</sup>, O. A. Ponkratenko<sup>1</sup>, V. M. Kyryanchuk<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>*Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv*

<sup>2</sup>*Physics Department, Florida State University, Tallahassee, Florida, USA*

The data of the  ${}^7\text{Li} + {}^9\text{Be}$  and  ${}^7\text{Be} + {}^9\text{Be}$  elastic scattering at the energies  $E_{\text{lab}}({}^7\text{Li}) = 15.75, 24, 30$  MeV [1], 24 MeV [2], 34 MeV [3] and  $E_{\text{lab}}({}^7\text{Be}) = 17, 19, 21$  MeV [1] were analyzed

within the optical model and coupled-reaction-channels method [4]. The elastic and inelastic scattering, reorientation of  ${}^7\text{Li}$ ,  ${}^7\text{Be}$  and  ${}^9\text{Be}$  as well as most important transfer reaction were included in the coupling-channels scheme.

The parameters of  ${}^7\text{Li} + {}^9\text{Be}$ - and  ${}^7\text{Be} + {}^9\text{Be}$ -potentials and their energy dependence were deduced. The folding-potentials of the  ${}^7\text{Li}$ ,  ${}^7,8\text{Be} + {}^9\text{Be}$ -interaction were calculated and compared with the deduced ones. It was found a satisfactory agreement between them (Figs. 1 - 3).

Roles of different mechanisms in the elastic scattering are discussed.

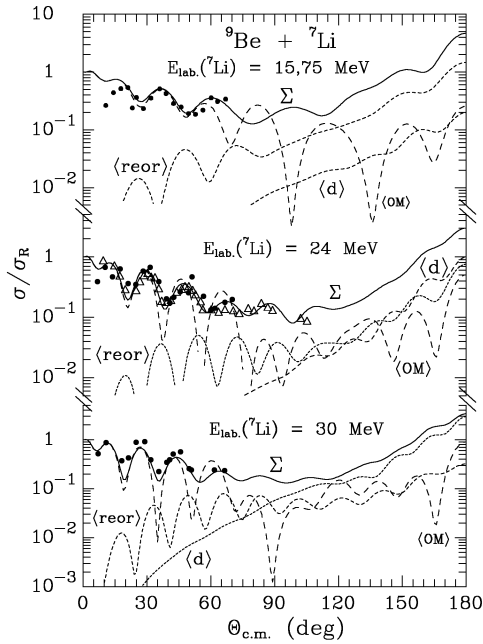


Fig. 1. Angular distributions of the  ${}^7\text{Li} + {}^9\text{Be}$  elastic scattering at the energies  $E_{\text{lab}}({}^7\text{Li}) = 15.75, 24, 30$  MeV (dots) [1] and 24 MeV (triangles) [2].

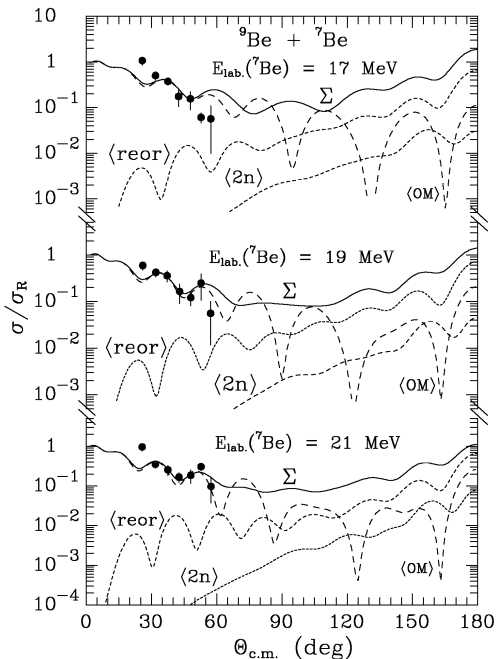


Fig. 2. Angular distributions of the  ${}^7\text{Be} + {}^9\text{Be}$  elastic scattering at the energies  $E_{\text{lab}}({}^7\text{Be}) = 17$  and 19 MeV [1].

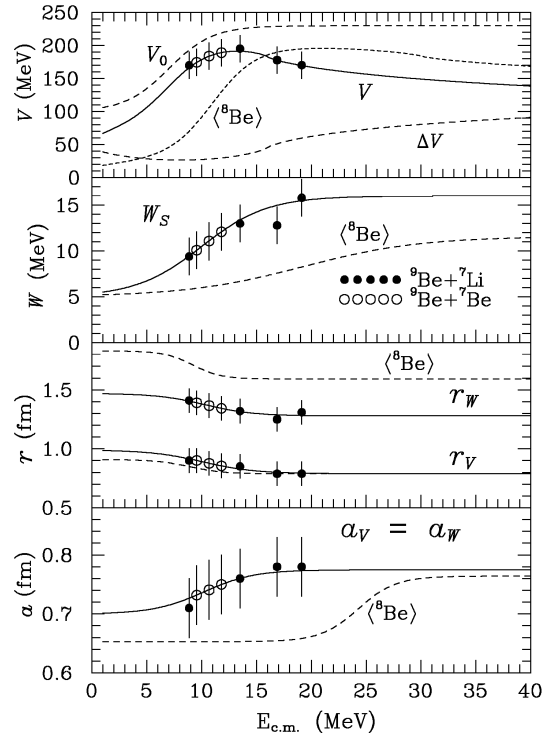


Fig. 3. Energy dependence of the  ${}^7\text{Li}$ ,  ${}^7\text{Be} + {}^9\text{Be}$  potential parameters (points and solid curves) versus that for the  ${}^8\text{Be} + {}^9\text{Be}$  potential parameters (dashed curves  $\langle {}^8\text{Be} \rangle$ ).

1. S. Verma *et al.*, Eur. Phys. J. Special Topics **150**, 75 (2007).
2. K. A. Weber *et al.*, Nucl. Phys. A **186**, 145 (1972).
3. K. W. Kemper *et al.* Phys. Rev. C **15**, 1726 (1977).
4. A. T. Rudchik *et al.*, Nucl. Phys. and Atomic Energy № 3 (25), 24 (2008).

**MECHANISM OF  ${}^7\text{Li}({}^{10}\text{B}, {}^9\text{Be}){}^8\text{Be}$ ,  ${}^{10}\text{B}({}^7\text{Li}, {}^9\text{Be}){}^8\text{Be}$  REACTIONS AND  ${}^8\text{Be} + {}^9\text{Be}$ -POTENTIAL**

V. O. Romanyshyn<sup>1</sup>, A. T. Rudchik<sup>1</sup>, E. I. Koshchy<sup>2</sup>, O. A. Ponkratenko<sup>1</sup>, S. Kliczewski<sup>3</sup>, A. Budzanowski<sup>3</sup>, K. Rusek<sup>4</sup>, L. Glowacka<sup>5</sup>, V. M. Kyryanchuk<sup>1</sup>, S. Yu. Mezhevykh<sup>1</sup>, Val. M. Pirnak<sup>1</sup>, A. A. Rudchik<sup>1</sup>, I. Skwirczyńska<sup>3</sup>, R. Siudak<sup>3</sup>, J. Choiński<sup>6</sup>, B. Czech<sup>3</sup>, A. Szczurek<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv

<sup>2</sup>Kharkiv National University, Kharkiv

<sup>3</sup>H. Niewodniczański Institute of Nuclear Physics, Cracow, Poland

<sup>4</sup>A. Soltan Institute for Nuclear Studies, Warsaw, Poland

<sup>5</sup>Institute of Applied Physics, MUT, Warsaw, Poland

<sup>6</sup>Heavy Ion Laboratory of Warsaw University, Warsaw, Poland

Angular distributions of the  ${}^7\text{Li}({}^{10}\text{B}, {}^9\text{Be}){}^8\text{Be}$  reaction were measured at the energy  $E_{\text{lab}}({}^{10}\text{B}) = 51$  MeV for the ground and excited states of  ${}^8\text{Be}$  [1] (Figs. 1 and 2). The data were analyzed within the coupled-reaction-channels method (CRC) for the one- and two-step transfers of protons (curves  $\langle p \rangle$ ), deuterons (curves  $\langle d \rangle$ ),  $n + p$  (curves  $\langle np \rangle$ ),  $n + d$ ,  $\alpha + t$  and so on.

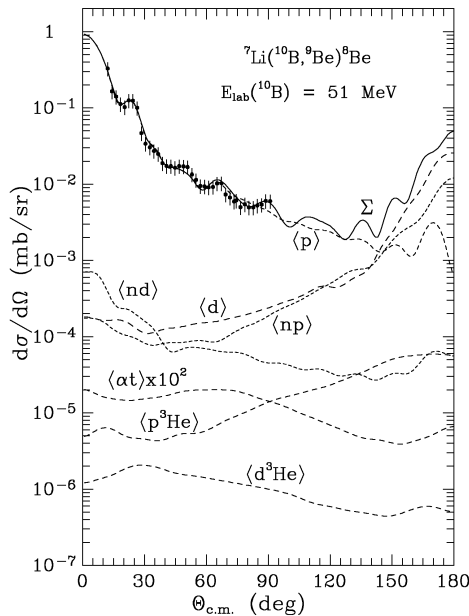


Fig. 1. Angular distribution of the  ${}^7\text{Li}({}^{10}\text{B}, {}^9\text{Be}){}^8\text{Be}$  reaction at the energy  $E_{\text{lab}}({}^{10}\text{B}) = 51$  MeV for transitions to the ground states of  ${}^8\text{Be}$  and  ${}^9\text{Be}$ . The curves show the CRC-calculations for different transfers. Curve  $\Sigma$  presents coherent sum of all transfers.

The  ${}^9\text{Be} + {}^8\text{Be}$ -potential parameters for ground and excited states of  ${}^8\text{Be}$  were deduced by fitting  ${}^7\text{Li}({}^{10}\text{B}, {}^9\text{Be}){}^8\text{Be}$  and  ${}^{10}\text{B}({}^7\text{Li}, {}^9\text{Be}){}^8\text{Be}$  reactions data.

The  ${}^8\text{Be} + {}^9\text{Be}$  folding-potential was calculated and compared with the deduced one (Fig. 3). Both potentials are in good accordance.

It was found that in the  ${}^7\text{Li}({}^{10}\text{B}, {}^9\text{Be}){}^8\text{Be}$  reaction the proton-transfer dominates at forward angles and  $d$ - and  $n + p$ -transfers are most important at backward ones.

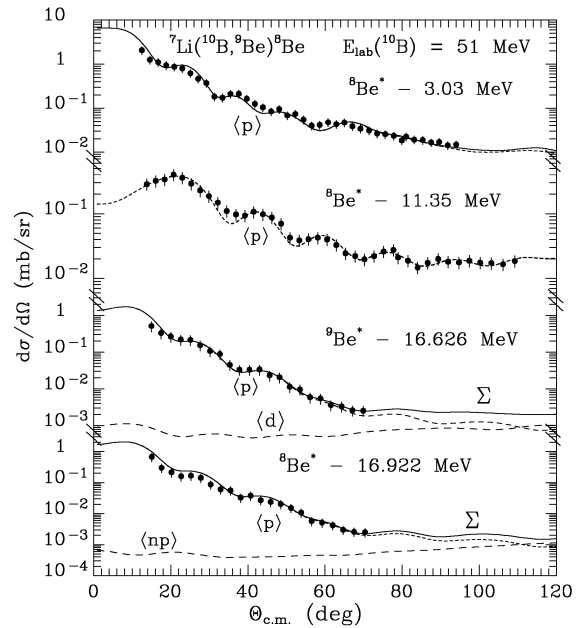


Fig. 2. The same as in Fig. 1 but for excited states of  ${}^8\text{Be}$ .

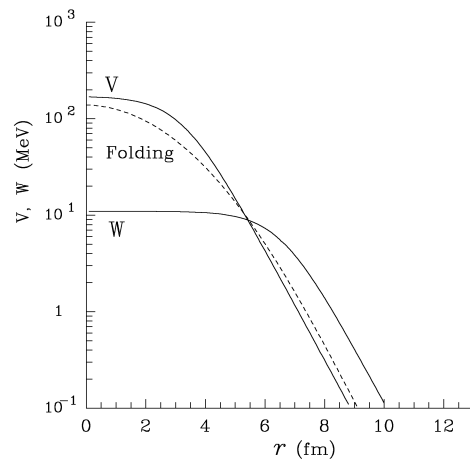


Fig. 3. The deduced and folding  ${}^8\text{Be} + {}^9\text{Be}$ -potentials (solid and point curves, respectively).

1. V. O. Romanyshyn, A. T. Rudchik *et al.* Nucl. Phys. and Atomic Energy No. 2 (24), 24 (2008).

**АЛЬФА-РАДИОАКТИВНОСТЬ В ТЕХНОЛОГИЧЕСКИХ ОТХОДАХ АЭС**

**И. Н. Вишнеvский<sup>1</sup>, В. А. Желтоножский<sup>1</sup>, М. В. Желтоножская<sup>1</sup>,  
Л. В. Садовников<sup>1</sup>, М. Д. Бондарьков<sup>2</sup>, А. М. Максименко<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев

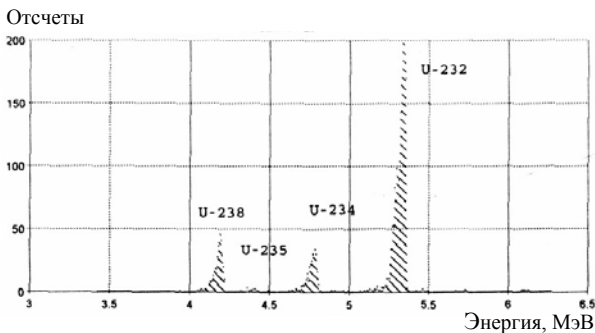
<sup>2</sup>Международная радиэкологическая лаборатория Чернобыльского Центра, Слаvутич

В настоящее время все реакторы энергоблоков действующих АЭС являются источником значительного количества радиоактивных отходов (РАО), поэтому задача получения достоверных данных об изотопном составе и активности РАО чрезвычайно актуальна. Предпосылкой для передачи на захоронение являются соответствующее описание, классификация и декларирование РАО. Сюда входит также указание общей, обусловленной спецификой радионуклидов, активности РАО, определяемой для всех радиологически важных радионуклидов в соответствии с условиями захоронения. С целью определения содержания альфа-радиоактивности РАО, образующихся при эксплуатации ЮУАЭС, нами проведены измерения содержания альфа-радионуклидов в жидких (ЖРО) и твердых (ТРО) РАО ЮУАЭС.

Изучение трансурановых нуклидов проводилось путем радиохимического выделения с последующим измерением спектров на альфа-спектрометре. В ряде образцов нами уверенно выделены изотопы урана, плутония и америция.

Идентификация радионуклидов проводилась с помощью таблиц [1].

Присутствие в образцах большого количества изотопов привело к необходимости применения большого количества методик, в том числе радиохимических. В свою очередь это привело к тому, что точность определения ряда изотопов оставляет желать лучшего. Альфа-излучающие изотопы <sup>238</sup>U, <sup>234</sup>U, <sup>239+240</sup>Pu, <sup>238</sup>Pu определялись с погрешностью ~30 %, кроме <sup>235</sup>U, для которого погрешность измерения была порядка 100 %.



Альфа-спектр изотопов урана.

На рисунке представлен спектр альфа-частиц. Как видно, нами надежно выделяются изотопы урана. В таблице приведена часть данных, полученных для твердых и жидких отходов.

**Трансурановые элементы, Бк/кг**

Вид РАО	Образец	<sup>234</sup> U	<sup>235</sup> U	<sup>238</sup> U	<sup>237</sup> Np	<sup>238</sup> Pu
ТРО	Теплоизоляция (стекловата)	<0.5	<2	<2	<2	<2
ТРО	СИЗ при ремонте на верхнем блоке	0.071	0.016	0.077	<1	3.8
ТРО	СИЗ (перчатка)	0.8	<2	<2	<1	8
ТРО	»	1.3	1.3	0.5	0.5	23
ТРО	Обтирочная ветошь	0.4	0.04	0.35	<1	2.8
ТРО	СИЗ (спецодежда)	0.024	0.005	0.039	<1	0.5
ТРО	Кабельная изоляция	2.9	2.7	1.7	<3	210
ТРО	Резиновая прокладка	1.5	<3	<3	<3	<3
ТРО	Мазок на верхнем блоке	0.41	0.035	0.47	<LLM	18
ЖРО	Емкость TW10B02	<LLM	<LLM	<LLM	<3	0.15

Вид РАО	Образец	<sup>239+240</sup> Pu	<sup>241</sup> Pu	<sup>242</sup> Pu	<sup>241</sup> Am
ТРО	Теплоизоляция (стекловата)	<1	<60	<1	<1
ТРО	СИЗ при ремонте на верхнем блоке	3	220	<3	<3
ТРО	СИЗ (перчатка)	22	400	<2	<2
ТРО	»	31	680	1	<1
ТРО	Обтирочная ветошь	4.1	310	<1	<1
ТРО	СИЗ (спецодежда)	0.9	95	<1	<1
ТРО	Кабельная изоляция	460	14 000	<3	<1.3
ТРО	Резиновая прокладка	<3	<60	<3	<3
ТРО	Мазок на верхнем блоке	18	9000	<LLM	<LLM
ЖРО	Емкость TW10B02	0.20	<60	<0.1	<0.2

Актуально также изучение корреляции активностей между трансурановыми изотопами и продуктами деления. Ранее нами исследовались содержание гамма-нуклидов в этих пробах. В этой работе получены пока активности альфа-нуклидов для ограниченного числа образцов, поэтому

установить надлежащую корреляцию достаточно сложно. Мы можем только констатировать факт отсутствия согласованного изменения активности  $^{239,240}\text{Pu}$  и  $^{137}\text{Cs}$ . Для более достоверных выводов нами запланировано изучение концентрации трансурановых нуклидов с более высокой чувствительностью.

1. *Table of radioactive isotopes*, edited by V. S. Shirley (J. Wiley, N.Y., 1986).
2. М. Д. Бондарьков, А. М. Максименко, И. Н. Вишневский и др., *Ядерная физика та енергетика*, № 2 (18), 88 (2006).

## PECULIARITIES OF $^{238}\text{U}$ NUCLEI FISSION BY PROTONS AT ENERGIES UP TO 70 MeV

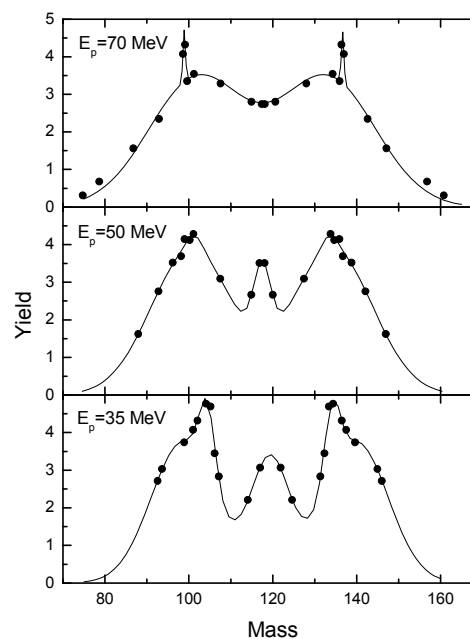
Yu. V. Kibkalo, K. K. Kisurin, L. V. Mikhailov, V. S. Semenov, V. P. Tokarev, V. A. Shituk

*Institute for Nuclear Research of National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv, Ukraine*

Mass distributions of fission fragments in  $^{238}\text{U} + p$  interaction at proton energies 35, 50 and 72 MeV [1] measured by the  $\gamma$ -spectrometry method on the isochronous cyclotron U-240 of the INR of the NAS of Ukraine are presented. Mass distributions of fragments shown in the Figure have an asymmetrical form with increased fission yield in the symmetric nucleus fission region for proton energies 35 and 50 MeV. For  $^{238}\text{U}$  fission by 70 MeV protons narrow resonances corresponding to the yield of fission fragments with masses 99 and 137 a.m.u. are observed in fragment mass distributions. The yield of symmetric fission fragments is decreasing with the energy increase and for 70 MeV proton energy it equals practically zero.

The experimental data analysis shows that the form of fission fragment mass distributions can be explained by the influence of both static and dynamic effects in the nucleus fission, i.e. by a spectrum of initial states exited in the compound nucleus, shell effects in the fissioning nucleus and in the formed fragments [2].

A superfine structure in the fragment mass distribution can be explained in the assumption that levels in the first and the second well of the two-peak barrier are overlapped. In this case the probability that a nucleus passes a fission barrier is increased and, if one takes into consideration the fact that states in the second well of a two-picked fission barrier are form isomers [3], the yield of fragments with mass determined by nucleus deformation in the second well will be increased.



Mass fragment distributions of  $^{238}\text{U}$  fission by protons, proton energies are shown in the Figure. Circuses are experimental data. Solid lines are descriptions with five Gaussians. Dotted lines are calculations for  $^{238}\text{U}$  fission by neutrons for energies indicated in the Figure.

1. Yu. V. Kibkalo, K. K. Kisurin, V. S. Semenov *et al.*, *Nuclear Physics and Atomic Energy*, No. 1(17), 30 (2006).
2. H. Goutte, J. F. Berger, P. Casoli, and D. Goghy, *Phys. Rev.* **71**, 024316 (2005).
3. S. M. Polikanov, *Form isomery of atomic nuclei* ("Atomizdat", M., 1977) (in Russian).

**ИССЛЕДОВАНИЕ СОДЕРЖАНИЯ РАДИОАКТИВНОСТИ ГРАФИТА ЧЕРНОБЫЛЬСКОЙ АЭС**

**В. А. Желтоножский<sup>1</sup>, М. В. Желтоножская<sup>1</sup>, М. Д. Бондарьков<sup>2</sup>,  
Д. М. Бондарьков<sup>2</sup>, А. М. Максименко<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев

<sup>2</sup>Международная радиозоологическая лаборатория Чернобыльского Центра, Славутич

В настоящее время реакторы 1 - 3-го энергоблоков Чернобыльской АЭС остановлены и находятся на стадии прекращения эксплуатации. В соответствии с требованиями нормативных документов для вывода энергоблоков из эксплуатации необходимо иметь оценки состава и величины активности радионуклидов, накопленных за время эксплуатации блока в конструкционных материалах и строительных конструкциях.

Широкий спектр исследуемых изотопов и довольно жесткие требования к точности определения содержания каждого нуклида поставили целый ряд проблем, связанных с выбором и отработкой отдельных методик для различных изотопов.

Спектры гамма-лучей измерялись на антикомптоновском спектрометре, имеющем входное бериллиевое окно и Ge-детектор с эффективностью регистрации 40 % по сравнению с NaI (TI)-детектором размерами 3" × 3". Распад ряда ядер происходит электронным захватом (<sup>55</sup>Fe, <sup>108</sup>Ag) или процессом внутренней конверсии гамма-лучей (<sup>93m</sup>Nb), поэтому нами были проведены измерения характеристического излучения, сопровождающего К-захват или процесс внутренней конверсии на К-оболочке. Измерения выполнялись на спектрометре с Ge-детектором, имеющим тонкое входное бериллиевое окно и объем 1 см<sup>3</sup>. Измерения <sup>90</sup>Sr выполнялись по разработанной нами методике на бета-спектрометре с NaI (TI)-детектором толщиной 1 мм. На этом же спектрометре выполнялись измерения бета-излучателей после радиохимии. Результаты измерения содержания изотопов в кольцах графита приведены в таблице.

Анализ этих результатов позволил получить следующие выводы:

активность облученного графита ГРП-2-125 определяется прежде всего содержанием <sup>14</sup>C, а также содержанием радионуклидов примесного и технологического происхождения (<sup>3</sup>H, <sup>36</sup>Cl, <sup>55</sup>Fe, <sup>59</sup>Ni, <sup>60</sup>Co, <sup>63</sup>Ni, <sup>93m</sup>Nb, <sup>108m</sup>Ag, <sup>133</sup>Ba) и продуктов деления топлива (<sup>90</sup>Sr, <sup>134</sup>Cs, <sup>137</sup>Cs, <sup>154</sup>Eu, <sup>155</sup>Eu);

**Содержание изотопов в кольцах графита ГРП-2-125**

Проба	Удельная концентрация, Бк/г							Общая активность, Бк/г
	<sup>90</sup> Sr	<sup>108m</sup> Ag	<sup>133</sup> Ba	<sup>134</sup> Cs	<sup>137</sup> Cs	<sup>154</sup> Eu	<sup>155</sup> Eu	
В 427 1062	189	8	10	2	20	14	5	14377
В 427 603	160	17	2	8	40	5	2	8594
В 427 962	180	35	96	36	116	123	27	42483
В 427 1145	160	27	79	7	66	116	38	36500
Г 75 962	314	6	17	5	231	1	0,4	9078
Г 75 1062	156	14	7	5	96	2	0,4	18508
Г 75 1145	134	17	0,7	2	55	3	1	9378
Г 75 603	186	8	9	2	54	16	5	16428
Г 209 1062	161	15	37	1	23	6	3	20544
Г 209 962	189	7	6	3	121	12	5	14408
Г 209 603	120	9	16	12	10	13	4	23183
Г 209 1145	139	14	2	6	36	6	2	15681
В 299 1145	271	8	6	7	74	1,8	0,7	13204
В 299 1062	138	6	2	4	37	5	1	13060
В 299 962	135	8	9	15	15	4	2	17002
В 299 603	94	0	2	3	32	3	1	12705
В 358 1145	145	11	2	5	30	4	2	15496
В 358 962	164	0	6	7	13	5	1	12683
В 358 1062	70	31	104	50	273	35	12	36480
В 358 603	194	21	52	52	22	37	10	28693
Средняя активность по изотопу	165	13	23	12	68	21	6	18924
Процентное содержание изотопа	0,87	0,07	0,12	0,06	0,36	0,11	0,03	

Проба	Удельная концентрация, Бк/г							
	<sup>3</sup> H	<sup>14</sup> C	<sup>36</sup> Cl	<sup>55</sup> Fe	<sup>59</sup> Ni	<sup>63</sup> Ni	<sup>60</sup> Co	<sup>93m</sup> Nb
В 427 1062	490	8520	699	440	0,5	266	3712	2
В 427 603	690	4080	990	32	1,7	123	2402	41
В 427 962	1230	12100	938	2001	1,5	1162	24329	107
В 427 1145	1050	28000	1126	460	0,2	81	5277	13
Г 75 962	610	4000	1102	53	4,9	224	2483	26
Г 75 1062	1740	13280	943	23	1,3	378	1806	57
Г 75 1145	605	5600	1243	20	0,9	23	1667	7
Г 75 603	620	10840	1084	221	0,3	246	3130	6
Г 209 1062	820	14600	995	132	0,0	388	3349	14
Г 209 962	520	7240	1093	161	2,8	120	4923	6
Г 209 603	680	14400	1159	345	4,5	324	6077	11
Г 209 1145	750	10720	1384	76	2,4	329	2207	6
В 299 1145	980	9080	1478	50	4,7	71	1151	21
В 299 1062	650	5360	1417	93	1,7	409	4922	14
В 299 962	450	10600	1004	138	2,4	99	4518	2
В 299 603	710	8520	990	96	6,2	484	1737	29
В 358 1145	420	8960	1084	145	2,2	243	4441	3
В 358 962	780	6320	929	207	0,1	136	4094	20
В 358 1062	890	10400	1131	1464	5,3	1116	20744	154
В 358 603	1290	18000	821	375	6,7	459	7291	63
Средняя активность по изотопу	799	10531	1080	327	3	334	5513	30
Процентное содержание изотопа	4,22	55,65	5,71	1,73	0,01	1,77	29,13	0,16

в пределах погрешности измерений можно считать, что нуклиды <sup>14</sup>C, <sup>3</sup>H и <sup>36</sup>Cl распределены однородно по образцам. Остальные радионуклиды распределены неоднородно. Для <sup>60</sup>Co, <sup>90</sup>Sr и <sup>137</sup>Cs обнаружена неоднородно.



родность распределения в пределах одного образца;

загрязнение графита ГРП-2-125 продуктами деления топлива есть следствие

разгерметизации каналов в процессе эксплуатации;

в пределах погрешности измерений не обнаружены изменения удельной активности исследованных нуклидов в процессе отжига до 500°C.

### ИССЛЕДОВАНИЕ ФОТОДЕЛЕНИЯ $^{232}\text{Th}$ И $^{238}\text{U}$

И. Н. Вишнеvский, О. И. Давыдовская, В. А. Желтоножский, А. Н. Саврасов

*Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев*

Данные об изомерных отношениях ( $\sigma_m/\sigma_g$ ) в ядрах продуктах деления необходимы для решения ряда прикладных задач ядерной и радиационной физики, а также представляют большой теоретический интерес, так как позволяют извлекать информацию о распределении углового момента в фрагментах деления, а следовательно, судить о изменении свойств делящихся ядер при переходе от седловой точки до точки разрыва.

Ранее деление изучалось при такой энергии, когда открыто два канала ( $\gamma, f$ ) + ( $\gamma, nf$ )

Целью данной работы было исследование изомерных отношений для продуктов деления только в ( $\gamma, f$ )-канале, т.е. при энергии ниже порога ( $\gamma, n$ )-реакции.

Облучение мишеней  $^{232}\text{Th}$  и  $^{238}\text{U}$  проводилось  $\gamma$ -квантами тормозного спектра электронов микротрона М-30 с максимальной энергией 8,5 МэВ. Мишени  $^{232}\text{Th}$  и  $^{238}\text{U}$  состояли из набора алюминиевых пластин с нанесением с двух сторон тонкого слоя  $^{232}\text{Th}$  и  $^{238}\text{U}$ . Расстояние между пластинами фиксировалось с помощью вставок. В щели между пластинами перед облучением вставлялись тонкие алюминиевые переносные фольги (10 шт.). При облучении в результате деления создавались осколки с высокой кинетической энергией, часть из которых вбивалась в переносные фольги. После облучения фольги вынимались и переносились к  $\gamma$ -спектрометру для набора  $\gamma$ -спектров. Использовались спектрометры на базе Ge-детекторов с объемом 160 см<sup>3</sup> и разрешением 1,8 кэВ для  $\gamma$ -линии 1330 кэВ  $^{60}\text{Co}$ .

Полученные значения изомерных отношений для  $^{84m,g}\text{Br}$ ,  $^{132m,g}\text{Sb}$ ,  $^{133m,g}\text{Te}$  и  $^{135m,g}\text{Xe}$  приведены в таблице.

Из полученных величин  $Y_m/Y_g$  были вычислены средние угловые моменты фрагментов деления  $\bar{J}$  ( $\hbar$ ) (см. табл.гу). В таблице приведены также данные об изомерных отношениях для  $^{238}\text{U}$  при 16 МэВ, т. е. для ( $\gamma, f$ ) + ( $\gamma, nf$ )-каналов [1]. Как видно, наблюдается резкое изменение величин  $Y_m/Y_g$  и, соответственно, средних угловых моментов осколков деления. Причем если сравнить данные для нечетно-нечетных ядер, то видно коррелированное изменение для легкого и тяжелого осколков деления. Примерно в два раза увеличился угловой момент для легкого осколка деления и во столько же уменьшился для тяжелого, т. е. сумма величин  $\bar{J}$  ( $\hbar$ ) для делящейся системы слабо меняется для различных энергий тормозных  $\gamma$ -квантов. Вероятно, это обусловлено тем, что при энергиях выше 12 МэВ доминирует деление по каналу ( $\gamma, nf$ ), т. е. нечетно-нечетные осколки деления образуются, в основном, при делении нечетного урана, а при  $E_\gamma = 8,5$  МэВ деление на четно-четном изотопе урана. Данных о делении нечетных изотопов урана нет, но нами исследовалось деление нечетного  $^{237}\text{Np}$  [1] и наблюдалось значительное увеличение средних угловых моментов тяжелых осколков деления по сравнению с  $^{238}\text{U}$ . Для  $^{134}\text{I}$  и  $^{135}\text{Xe}$  величина увеличилась в среднем в 1,5 раза, т. е., примерно, то же наблюдается и у нас.

Поэтому представляет большой интерес измерение средних угловых моментов осколков деления при энергиях тормозных  $\gamma$ -квантов в области энергий 7 - 11 МэВ для  $^{238}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$ . Это позволит исследовать влияние сил спаривания нейтронов.

#### Изомерные отношения и средние угловые моменты осколков деления

Осколки деления	Фотоделение тория		Фотоделение урана		
	$Y_m/Y_g$	$\bar{J}$	$Y_m/Y_g$	$\bar{J}$	$\bar{J}$ [8]
$^{84m,g}\text{Br}$	0,28(4)	4,0(6)	0,8(2)	7,0(15)	4,4(2)
$^{132m,g}\text{Sb}$	0,8(2)	7,5(15)	0,34(6)	3,9(4)	7,4(4)
$^{133m,g}\text{Te}$	0,46(5)	3,4(2)	1,05(8)	5,8(4)	6,8(3)
$^{135m,g}\text{Xe}$	1,5(10)	$\approx 8$	1,3(6)	$\approx 8$	2,8(2)

**ВОЗБУЖДЕНИЕ ПОЗИТРОНАМИ  $^{180m}\text{Ta}$**

**И. Н. Вишнеvский, В. А. Желтоножский, А. Н. Саврасов**

*Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев*

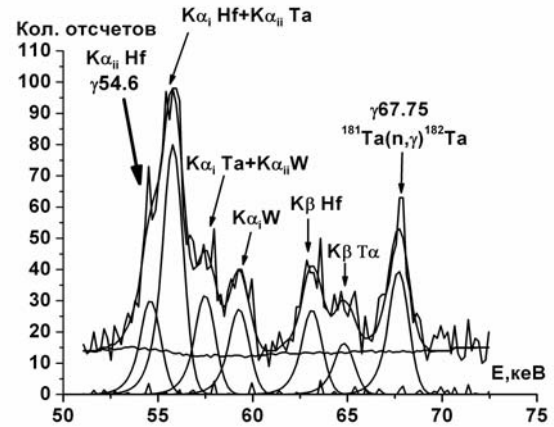
При аннигиляции позитронов со связанными атомными электронами присутствует определенная вероятность передачи всей энергии аннигиляции ядру. То есть происходит процесс бесфотонной аннигиляции. Изучению этого явления посвящено много работ, обзор теоретических и экспериментальных исследований можно найти в [1]. В последние годы проводились, в основном, теоретические исследования [2, 3], так как до сих пор сохраняется значительное расхождение между экспериментальными и теоретическими значениями сечений процесса.

Нами в данной работе предлагается новая методика и результаты исследований возбуждения  $^{180m}\text{Ta}$ .

Для измерения бесфотонной аннигиляции использовались позитроны из распада  $^{29}\text{P}$  ( $T_{1/2} = 4,1$  с,  $E_{\beta^+} = 3,9$  МэВ). Активность  $^{29}\text{P}$  нарабатывалась в реакции  $^{28}\text{Si}(p, \gamma)^{29}\text{P}$ . Выбор такой реакции обусловлен как сечением реакции  $(p, \gamma)$ , так и минимальным выходом высокоэнергетических  $\gamma$ -квантов, которые могли бы возбуждать в  $(\gamma, \gamma)$ -реакции  $^{180m}\text{Ta}$ . В результате возбуждения  $^{180m}\text{Ta}$  происходит заселение основного состояния  $^{180g}\text{Ta}$  с  $T_{1/2} = 8,2$  ч. Распад  $^{180g}\text{Ta}$  происходит, в основном,  $\epsilon$ -захватом, сопровождающимся  $K_{\alpha}$ -излучением Hf.

Для облучения использовалась сборка, состоящая из пластин: кремния, тантала, свинца, тантала, свинца, тантала. Выбор толщин кремния и свинца был такой, что протоны не попадали на тантал, а в свинце полностью гасились позитроны. При этом высокоэнергетические  $\gamma$ -кванты, образующиеся в реакции  $(p, \gamma)$  и аннигиляционные  $\gamma$ -кванты будут одними и теми же для всех мишеней тантала. Энергия протонов была 4 МэВ, ниже порога  $(p, n)$ -реакции на кремнии, но все же на конструкционных материалах образовывалось незначительное количество нейтронов с энергиями меньше 1 МэВ. В реакции  $(n, n)$  также возможно возбуждение  $^{180m}\text{Ta}$ , однако вероятность возбуждения должна быть одна и та же для всех мишеней тантала. Таким образом, данная конструкция обеспечивала возбуждение позитронами  $^{180m}\text{Ta}$  только во второй мишени. Облученные образцы тантала измерялись на антикомптоновском спектрометре с Ge-детектором с эффективностью регистрации  $\gamma$ -лучей 15 % по сравнению с NaI(Tl)-детектором размером  $3 \times 3$ ".

Характерные спектры приведены на рисунке. Во всех экспериментах наблюдалось возбуждение 1-й мишени тантала позитронами и в то же время отсутствовало возбуждения  $^{180m}\text{Ta}$  в других мишенях.



Фрагмент спектра 1-й мишени тантала.

Активность  $^{180g}\text{Ta}$  определялась из  $K_{\alpha}$  Hf ( $K_{\alpha 2}$  Hf и  $K_{\alpha 1}$  Hf, см. рисунок).

Из данных о мгновенном спектре  $\gamma$ -лучей на пучке протонов нами был определен поток позитронов  $\Phi = 5,4 \cdot 10^7 / \text{см}^2 \cdot \text{с}$ .

Схема возбужденных состояний тантала, заселяющих низкоспиновое состояние таково, что при возбуждении  $^{180m}\text{Ta}$  до 1 МэВ и выше начинается заселение  $^{180g}\text{Ta}$  каскадом  $\gamma$ -квантов, т. е. при аннигиляции позитронов с энергией, начиная от энергии связи K-электронов и до  $E_{\beta^+}^{\text{гран}}$  (см. [1]). Поэтому можно считать, что  $\sigma^{\text{экс}} = \sigma^{\text{инт}}$ . Из данных о выходе  $K_{\alpha}$  Hf было получено, что  $\sigma^{\text{инт}} = (4 \pm 1) \cdot 10^{-25} \text{ см}^2$ .

Полученная величина  $\sigma^{\text{инт}}$  как и для других мишеней (см. [1]) завышена на три-четыре порядка по сравнению с оценками по разным моделям.

Это указывает на необходимость рассмотрения иных механизмов, таких, например, как предложенный в [4].

1. И. Н. Вишнеvский, В. О. Желтоножский и В. М. Коломиец, ЭЧАЯ **19**, 237 (1988).
2. A. Ljubičić and D. Kerez, Phys. Let. B **272**, 1 (1991).
3. A. Ljubičić and B. A. Logan, Phys. Let. B **325**, 297 (1994).
4. С. Н. Федоткин и В. А. Желтоножский, Ядерна фізика та енергетика № 1(16), 491 (2007).

## ЕНЕРГЕТИЧНИЙ РОЗПОДІЛ ЕЛЕКТРОНІВ “СТРУСУ” АТОМНОЇ ОБОЛОНКИ ПРИ ВНУТРІШНІЙ КОНВЕРСІЇ

М. Ф. Митрохович

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

Продовжено дослідження [1] часових, енергетичних та кореляційних характеристик електронів “струсу” атомних електронів при  $\beta$ -розпаді та внутрішній конверсії, важливі й для повноти картини значного атомно-ядерного процесу й для більш загальної задачі вивчення кореляційного руху частинок в імпульсному та спіновому просторі [2]. Енергетичний розподіл електронів “струсу” при внутрішній конверсії вимірювався в  $\epsilon$ -розпаді  $^{152}\text{Eu}$  по збігам  $\gamma 1408$  кеВ з електронами конверсії переходу 122 кеВ E2 і  $e_o$ -електронами вторинної електронної емісії від електронів “струсу”. За часовими спектрами  $\gamma e e_o$ - і  $\gamma e_o$ -збігів було виміряно в діапазоні 200 - 1700 еВ інтегральний спектр і на цій основі, із урахуванням самопоглинання P, у діапазоні 200 - 1000 еВ було обчислено диференціальний спектр електронів “струсу” атомних електронів при внутрішній конверсії в  $\epsilon$ -розпаді  $^{152}\text{Eu}$ .

$$P = \frac{\int \left( \frac{E}{1700} \right)^{1.4} \frac{dE}{E^2}}{\int \frac{dE}{E^2}} \quad (1)$$

Результати вимірювань наведено в таблиці.

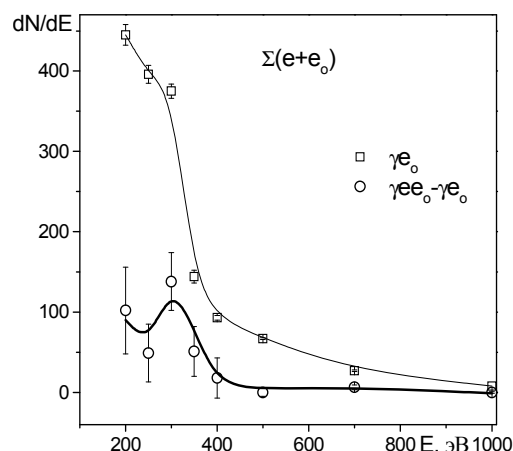
### Інтенсивності $e_{1C}$ , e, $e_o$ - компонент часового спектру в інтегральних вимірюваннях

U <sub>s</sub> , eВ	e <sub>1C</sub>	e			e <sub>o</sub>			Σ(e+e <sub>o</sub> )		P
		γe <sub>o</sub>	γee <sub>o</sub>	γee <sub>o</sub> -γe <sub>o</sub>	γe <sub>o</sub>	γee <sub>o</sub>	γee <sub>o</sub> -γe <sub>o</sub>	γe <sub>o</sub>	γee <sub>o</sub> -γe <sub>o</sub>	
200	157.8(11)	408.2(16)	446(8)	37.8(82)	36.4(9)	85(8)	48.6(81)	445(2)	87(10)	0.21
250	155.5(9)	396.0(14)	399(4)	14.0(42)	37.5(7)	101(4)	64.8(41)	436(2)	64(6)	0.25
300	161.4(16)	378.6(20)	404(6)	25.4(63)	38.9(9)	90(6)	51.1(61)	418(2)	85(8)	0.30
350	158.7(16)	318.5(11)	344(6)	25.5(61)	29.2(11)	54(6)	25(6)	348(2)	50(8)	0.33
400	162.8(20)	321.4(23)	325(6)	3.6(64)	12.7(9)	46(5)	33.3(51)	334(2)	37(7)	0.37
500	175.9(16)	310.1(16)	311(6)	0.9(62)	7.0(5)	34(4)	27(4)	317(2)	28(7)	0.45
700	161.2(23)	256.3(23)	280(4)	23.7(46)	16.7(5)	29(4)	27.3(43)	258(2)	51(7)	0.58
1000	166.1(23)	215.0(23)	232(4)	17.0(46)	18.7(7)	22(4)	20.1(40)	217(2)	37(7)	0.76
1700	172.0(29)	171.6(29)	213(4)	41.4(49)	7(7)	24(3)	23(3)	172(3)	65(6)	1.0
2000	161.8(34)	184(4)	184(4)	0	7(7)	32(4)	31(4)	185(4)	30(60)	1.0

П р и м і т к а. e<sub>1C</sub> – компонент від електронів конверсії; e – від електронів Оже; e<sub>o</sub> – від електронів Оже в  $\gamma e_o$ -вимірюваннях і від електронів “струсу” та Оже в  $\gamma e_{1C}(e + e_o)$ -вимірюваннях. наслідок кореляції руху електронів “струсу” з електронами конверсії  $\gamma e_{1C}e_o$  – відбір електронів “струсу” є переважаючим і для них  $\gamma e_o$ -вимірювання є фоновими.

1. Н.Ф. Митрохович, Ядерна фізика та енергетика, № 1(23), 24 (2008).

2. В. И. Матвеев и Э. С. Парилис, УФН **138**, 573 (1982).



Диференціальні спектри електронів Оже ( $\gamma e_o$ -вимірювання) після внутрішньої конверсії та електронів “струсу” ( $\gamma ee_o$ - $\gamma e_o$ -вимірювання) при внутрішній конверсії переходу 122 кеВ E2 в  $\epsilon$ -розпаді  $^{152}\text{Eu}$ .

Спектр електронів “струсу” (рисунок) в  $\epsilon$ -розпаді  $^{152}\text{Eu}$  якісно такий же, як і в  $\beta$ -розпаді [1], що вказує на схожість механізмів їх утворення. Кореляція імпульсів електрон конверсії – електрон “струсу” з енергією електронів зростає.

**ІОНІЗАЦІЯ АТОМА ЯК ДЗЕРКАЛО РАПТОВОГО ЗБУРЕННЯ ЕЛЕКТРОНА ЗАРЯДОМ ЧАСТИНКИ В МОМЕНТ ЇЇ ПРОЛЬОТУ ПОВЗ НЬОГО**

**О. І. Феоктистов**

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

Іонізація атома розглянута в наближенні раптового збурення електрона атома в момент проходження зарядженої частинки повз нього (у наближенні “струсу”). Вона представляється як квантово-механічний перехід електрона із зв’язаного стану в атомі в стан неперервного спектра під дією збурення, діючого протягом дуже короткого проміжку часу, і для його опису використовуються відповідні формули квантової механіки. Отримано формули для визначення розподілу електронів за енергіями в неперервному спектрі кінцевого стану, а також обчислено інтегральний спектр електронів залежно від енергії зарядженої частинки. Формула для визначення ймовірності переходу  $W$  від нерухомого заряду має бути доповнена залежністю від швидкості зарядженої частинки і матиме вигляд

$$W_{\text{exp}} = \frac{c}{v_p} \left( \frac{Z_p e^2}{r_a} \right)^2 \left| \int \psi_f^* \psi_i^{(0)} dq \right|^2 a F(E_{\text{max}}),$$

де  $W_{\text{exp}}$  – ймовірність переходу зв’язаного електрона атома із стану  $i$  в стан  $f$ ;  $c$  – швидкість світла;  $v_p$  – швидкість;  $Z_p e$  – заряд частинки, раптово виникаючий поблизу зв’язаного електрона атома;  $\psi_i^{(0)}(q)$  – хвильова функція електрона до збурення;  $Z_p e^2 / r_a$  – збурення, діюче тільки під час прольоту зарядженої частинки повз електрон як ціле, після чого формула перестає бути вірною;  $W_{fi} = \left| \int \psi_f^* \psi_i^{(0)} dq \right|^2$  – ймовірність переходу із стану  $i$  в один із станів  $f$  в цьому інтервалі енергій. Збурення відбувається раптово (тобто за час, малий у порівнянні з періодом  $1/\omega_{fi}$  переходу із стану  $i$  в стан  $f$ ), так що хвильова функція  $\psi_i^{(0)}$  “не встигає” змінитися й залишається в процесі переходу такою ж, що і до збурення. Ця обставина відмічена індексом (0) у  $\psi_i(q)$ .  $\psi_f^*(q)$  – хвильова функція електрона в неперервному спектрі після покидання атома. Обидві хвильові функції залежать тільки від координат  $q$ ,  $r_a$  – відстань від місця виникнення заряду до електрона атома в момент їх найбільшого зближення;  $E$  – енергія електрона в неперервному спектрі, а  $E_{3\sigma}$  – абсолютне значення енергії зв’язку.

Розподіл електронів за енергією після переходу у вакуум описується виразом

$$\frac{dN}{dE} = \frac{a\sqrt{E}}{(E + E_{3\sigma})^2},$$

де  $a = \frac{\sqrt{2}m^{3/2}V}{\pi^2\hbar^3}$ , а  $m$  – маса електрона і  $V$  – об’єм, який займає один електрон у кінцевому стані (рис. 1).

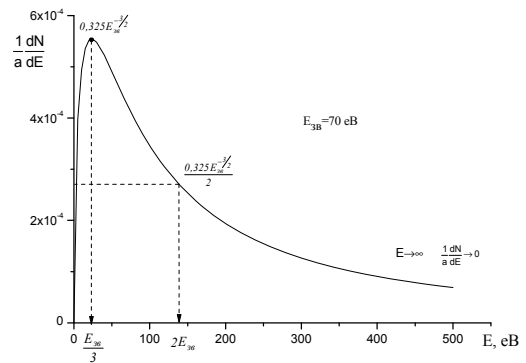


Рис. 1. Залежність  $\frac{dN}{dE}(E)$  при  $E_{3\sigma} = 70$  eВ.

Інтегральний спектр електронів описується формулою (рис. 2)

$$F(E) = \frac{1}{\sqrt{E_{3\sigma}}} \arctg \sqrt{\frac{E}{E_{3\sigma}}} - \frac{\sqrt{E}}{E + E_{3\sigma}},$$

$$F(0) = 0.$$

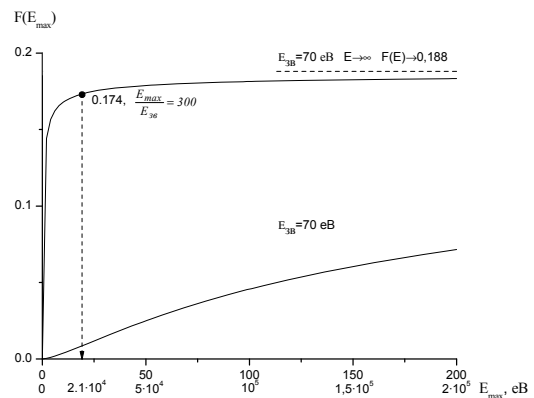


Рис. 2. Функція  $F(E)$  при  $E_{3\sigma} = 70$  eВ.

**INTERNAL-CONVERSION COEFFICIENTS  
OF THE K-FORBIDDEN GAMMA-TRANSITIONS FROM THE  $^{177m}\text{Lu}$  DECAY**

**A. P. Lashko, T. N. Lashko**

*Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv*

Decay of  $^{177m}\text{Lu}$  ( $J^\pi = 23/2^-$ ,  $T_{1/2} = 160$  days) occurs both to the  $17/2^+$  level of rotational band of the  $^{177}\text{Lu}$  ground state via K-forbidden E3-transition with energy 116 keV and to the  $23/2^+$  isomeric state in  $^{177}\text{Hf}$  via  $\beta$ -decay. The latter state deexcites, in particular, by means of the K-forbidden E2-transition with energy 228 keV to the  $19/2^+$  level of rotational band of the  $9/2^+$  [624] onequasiparticle state in  $^{177}\text{Hf}$ . These transitions are hindered as compared to oneparticle estimates by the factor of  $9.1 \cdot 10^8$  and  $8.7 \cdot 10^7$ , accordingly. Some anomalies in  $\gamma$ -ray internal-conversion coefficients (ICC) caused by penetration effect are possible for such transitions.

In Ref. [1] we have revealed some discrepancies between the predicted and experimental value of ICC for  $\gamma_{228}$  keV transition, which can not be explained by admixtures of different multipolarities of the same parity. Such discrepancies can be eliminated on the assumption of the presence of intranuclear conversion.

In the same article we have also measured relative and absolute ICC on  $L_2$ - and  $L_3$ -subshells of  $^{177}\text{Lu}$  for  $\gamma_{116}$  keV transition. However, these experimental data appeared to be not precise enough to answer the question about the presence of anomaly in ICC of this transition. In the present paper we performed precision measurements of relative intensities of the internal-conversion electrons  $\gamma_{116}$  keV on L-subshells of  $^{177}\text{Lu}$ , absolute ICC have also been refined.

$^{177m}\text{Lu}$  was obtained with reactor in  $(n, \gamma)$  reaction under irradiation of the targets made from enriched  $^{176}\text{Lu}$ . Measurements of the internal-conversion electron spectra were performed using a magnetic  $\beta$ -spectrometer of the  $\pi\sqrt{2}$  type with an iron yoke and an equilibrium orbit radius of 50 cm. The dependence of the pulse (electron) count rate on the ap-

plied voltage between the source and the spectrometer chamber was checked. The magnetic field remained constant and stabilized with respect to three points along the radius by the nuclear magnetic resonance. The stabilization system provides stability of the spectrometer field of about  $10^{-5}$  during a day. The high voltage applied to the source is also stabilized with a relative error of  $5 \cdot 10^{-5}$ .

The  $\gamma$ -ray spectrum of  $^{177m}\text{Lu}$  was measured by using a  $5\text{ cm}^3$  HPGe-detector with resolution of 0,9 keV at  $\gamma_{344}$   $^{152}\text{Eu}$ .

In order to find anomalies in ICC, precise data on both relative and absolute ICC on different atomic subshells are needed. For this purpose, in addition to relative ICC  $\gamma_{116}$  keV on L-subshells of  $^{177}\text{Lu}$  the ratios of L-lines of internal conversion electrons  $\gamma_{116}$  keV to L-lines of ICE  $\gamma_{113}$  keV along with relative intensities of corresponding  $\gamma$ -rays have also been measured. ICC of  $\gamma_{113}$  keV transition has been used as the reference values.

Relative intensities of internal-conversion electron lines and absolute values of ICC  $\gamma_{116}$  keV on L-subshells of  $^{177}\text{Lu}$  are tabulated. Theoretical values of ICC and ratios of ICC from Ref. [2], as well as deviation of the experimental values from the predicted ones, are also given in the table.

As evident from the table, for  $L_2$ -subshells the deviations from the theoretical values are observed both for relative and absolute ICC, which can not be explained by admixtures of M4-multipolarity. Probably, they are caused by penetration effect, as in the case with  $\gamma_{228}$  keV transition.

This work was published in Nuclear Physics and Atomic Energy No. 2(24), 18 (2008).

**Internal conversion coefficients of  $\gamma$ -transition with energy 116 keV on L-subshells of  $^{177}\text{Lu}$**

ICC (experiment)	ICC (theory)	$(\text{ICC}_{\text{th}} - \text{ICC}_{\text{exp}})/\text{ICC}_{\text{th}}, \%$
$L_1/L_3 = 0,053 \pm 0,023$	0,0430	$-(23 \pm 54)$
$L_2/L_3 = 1,243 \pm 0,031$	1,30	$4,4 \pm 2,4$
$\alpha(L_1) = 0,48 \pm 0,21$	0,398	$-(21 \pm 53)$
$\alpha(L_2) = 11,29 \pm 0,32$	12,0	$5,9 \pm 2,7$
$\alpha(L_3) = 9,09 \pm 0,25$	9,25	$1,7 \pm 2,7$
$\alpha(L) = 20,86 \pm 0,46$	21,7	$3,9 \pm 2,1$

1. В. В. Булгаков *и др.*, Изв. АН СССР. Сер. физ. **54**, 1011 (1990).
2. R. S. Hager and E. C. Seltzer, Nucl. Data Tables A **4**, 1 (1968).

**RESPONSE OF THE ALANINE AND BARIUM DITHIONATE EPR-DOSIMETERS TO THE LOW ENERGY PROTON IRRADIATION**

**V. A. Onischuk<sup>1</sup>, A. I. Levon<sup>1</sup>, V. M. Maksimenko<sup>2</sup>, M. Würkner<sup>3</sup>, O. Bugay<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>*Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv*

<sup>2</sup>*Institute of Semiconductor Physics, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv*

<sup>3</sup>*Ludwig-Maximilians Universität, Munich, Germany*

Response of alanine electron paramagnetic resonance (EPR) dosimeters on proton with energy above 20 MeV does not depend on proton energies and at the same time it is supposed, that low energy proton component at the spread-out Bragg peak does not influence on the alanine response [1].

The response of the alanine and barium dithionate EPR dosimeters was investigated for: (1) different proton energies from 6.63 to 25.0 MeV with the same dose about 40 Gy and (2) proton energy 25.0 MeV with different doses from 1.907 to 80.69 Gy.

The samples were irradiated at the Maier Leibnitz Laboratory of the Ludwig-Maximilians University and Technical University in Munich using the 25 MeV Tandem accelerator of protons. To decrease

the proton energy the calibrated plexiglass plates have been used.

EPR dosimeters have cylindrical shape and dimensions 4.9 mm diameter and 3 mm height with a density of 1.1 g sm<sup>-3</sup> for alanine, and 4.9 mm diameter and 3.6 mm height with a density of 2.565 g-sm<sup>-3</sup> for barium dithionate (BaS<sub>2</sub>O<sub>6</sub> × 2H<sub>2</sub>O). The EPR dosimetry system of the Institute of Semiconductor Physics has been used. The EPR dosimetry system was calibrated using the <sup>60</sup>Co primary standard.

The alanine and barium dithionate pellets placed alongside. A Markus parallel plate ionization chamber was used as the dose reference system. The experimental results are given in Tables 1 and 2.

*Table 1. Dependence of the dosimeter readings from the proton energy*

E, Mev	Markus chamber dose, Gy	Barium dithionate dose, Gy	Alanine dose, Gy
6.63	40.57	0.83	3.6
9.72	42.33	3.69	16.6
12.16	40.28	5.96	27.5
15.24	40.38	10.20	47.5
25.0*	40.33	31.2 ↓	52.6 ↓
		2.02	80.6

\* For the irradiation at the energy 25 MeV tablets were arranged in a column one by one: 2 barium dithionate and 2 alanine. The arrows indicate direction of proton beam.

*Table 2. The dose dependence of the dosimeter readings for the proton energy of 25 MeV*

Markus chamber dose, Gy	Barium dithionate dose, Gy	Alanine dose, Gy
1.907	1.48	2.3
5.022	3.83	6.5
15.085	11.34	19.7
40.33	31.21	52.6
80.69	67.71	107.4

Calculation of the proton range and ionization loss energy along the proton tracks in alanine and barium dithionate are carried out with SRIM 2008 code ([www.srim.org](http://www.srim.org)).

Free electron can be trapped by the undamaged molecule only when its energy  $E_e < E_{crit} \approx kT + E_{aff}$ ,  $E_{aff}$  – electron affinity. With reduction of proton energy and growth LET the concentration of primary cation radicals in bore-hole grows. Before the en-

ergy free electron will be lowered up to  $E_{cri}$  it gets in a Coulomb field of a cation radical and combined with it. Thus, the protons with low energy do not bring the essential contribution to stable radicals formation.

This effect is more strongly shown in barium dithionate, but at higher energies of protons these dosimeters have prospect as amplitude of them EPR signal more, than from alanine.

The response both alanine and barium dithionate dosimeters to dose irradiation with 25 MeV energy protons is linear.

1. S. Onori, F. D’Errico, C. De Angelis *et al.*, Appl. Radiat. Isot. **47**, 1201 (1996).

**MASS DISCREPANCY FOR THE THORIUM AND URANIUM NUCLEI AND THE TUNGSTEN NUCLEI AS FOLLOWS FROM THE (p, t) REACTIONS**

**A. I. Levon**

*Institute for Nuclear Research, National Academy of Science of Ukraine, Kyiv*

In [1] the  $0^+$  excitations in the actinide nuclei  $^{230}\text{Th}$ ,  $^{228}\text{Th}$  and  $^{232}\text{U}$  have been studied in the (p, t) reactions. For calibration of the energy scale the triton spectra from the  $^{186}\text{W}(p, t)$  and  $^{184}\text{W}(p, t)$  reactions have been measured at the same magnetic settings. In the course of analysis of the experimental data it was found that the Q values for the (p, t) reactions on the  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{230}\text{Th}$  and  $^{234}\text{U}$  targets are in disagreement with that for the  $^{186}\text{W}$  and  $^{184}\text{W}$  targets. They are given in the Table in comparison with the values calculated from the Atomic Mass Tables [2]. If the Q-value for the  $^{232}\text{Th}(p, t)$  reaction as derived

from [2] is taken as the reference value then the Q-values for  $^{230}\text{Th}(p, t)$  and  $^{234}\text{U}(p, t)$  reactions also agree with those calculated from the Mass Table [2]. At the same time the Q-values for the  $^{186}\text{W}(p, t)$  and  $^{184}\text{W}(p, t)$  reactions differ considerably from the calculated ones. And vice versa if the Q-value for the  $^{184}\text{W}(p, t)$  reactions is taken as the reference value then the Q-value for the  $^{186}\text{W}(p, t)$  reactions agrees and for the  $^{232}\text{Th}(p, t)$ ,  $^{230}\text{Th}(p, t)$  and  $^{234}\text{U}(p, t)$  reactions disagree with those calculated from the Mass Table [2]. Differences in the masses following from these Q-values exceed the experimental errors.

**Q-values for the (p, t) reactions as determined from comparison of the experimental triton spectra and as determined from the Mass Table [2]**

Reaction	Ref. $^{232}\text{Th}(p,t)$	Ref. $^{184}\text{W}(p,t)$	Mass Table [2]
$^{232}\text{Th}(p, t)$	3076.5(27)	3064.2(20)	3076.5(27)
$^{230}\text{Th}(p, t)$	3568.5(30)	3556.6(20)	3569.0(28)
$^{234}\text{Th}(p, t)$	4125.2(30)	4113.0(20)	4124.2(29)
$^{186}\text{W}(p, t)$	4478.1(30)	4460.5(20)	4463.0(19)
$^{184}\text{W}(p, t)$	5133.0(30)	5120.6(12)	5120.6(12)

1. H. F. Wirth, G. Graw, S. Christe *et al.*, Phys. Rev. C **69** 044310-1 (2004).

2. G. Audi, A. H. Wapstra and C. Thibault, Nucl. Phys. A **729**, 337 (2003).

**SPECTROSCOPY OF  $^{230}\text{Th}$  IN THE (p, t) REACTION**

**A. I. Levon<sup>1,2</sup>, G. Graw<sup>2</sup>, Y. Eisermann<sup>2</sup>, R. Hertenberger<sup>2</sup>,  
N. Yu. Shirikova<sup>3</sup>, A. V. Sushkov<sup>3</sup>, P. Thirolf<sup>2</sup>, H.-F. Wirth<sup>2</sup>, N. V. Zamfir<sup>4</sup>**

<sup>1</sup>*Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv*

<sup>2</sup>*Sektion Physik, LMU Munchen, Garching, Germany*

<sup>3</sup>*Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Russia*

<sup>4</sup>*Wright Nuclear Structure Laboratory, Yale University, New Haven, Connecticut, USA*

The excitations in  $^{158}\text{Gd}$ ,  $^{228}\text{Th}$ ,  $^{230}\text{Th}$  and  $^{232}\text{U}$  have been studied by means of the (p, t) reaction using the Q3D magnetic spectrometer facility at the Munich tandem accelerator. Only the results for  $0^+$  excitations reliably assigned were published earlier [1]. Here the full analysis of the experimental data for the  $^{230}\text{Th}$  is presented. The angular distributions leading to the ground state of the final nuclei are described in the coupled channel approximation at assumption of the the  $(2g_{9/2})^2$  neutrons transfer. Only such situation was considered in [1]. At more detailed analysis also the transfers of  $(1j_{15/2})^2$  and  $(1i_{11/2})^2$  neutrons were included and additional  $0^+$  excitations are assigned, some of them tentatively. The assignments for other excited levels were also made

using fitting of the calculated angular distributions to the experimental ones. Besides one-step transfer the two-step processes were considered in these calculations. The collective bands based on the  $0^+$  and other levels can be identified using these assignments, gradual lowering of the cross section and fitting the energies by the expression  $E = E_0 + AI(I + 1)$  with small change of the parameter  $A$ .

The calculations within the conventional spdf boson IBA with parameters chosen to reproduce the low lying spectrum predict in  $^{230}\text{Th}$  19  $0^+$  states below 2.8 MeV: 7 of pure sd (quadrupole) boson structure and 12 of two boson structure in the pf boson space (octupole). It can be compared with 23 assigned  $0^+$  excitation in the energy range considered.

The IBM predicts the  $2^+$ ,  $4^+$ , ... levels as well as  $1^-$ ,  $3^-$ , ... ones too. But good correlation between experiment and calculations is seen only in the beginning of the bands. The IBM calculations also fail to reproduce the absolute cross section. The calculations were carried out also within the quasiparticle-phonon model (QPM). These calculations give reasonable agreement with experiment for the energies of the  $0^+$  excitations and for the (p, t) spectroscopic factors. The content of octupole phonons in these calculations is much less important in contradiction with the IBM. The  $2^+$  and  $4^+$  excitations are calcu-

lated in the QPM too. The number of this excitation in the model calculations is less of the observed ones: the increment of spectroscopic factors given by the QPM reproduces the experimental ones for  $0^+$  and  $2^+$  in the trend and absolute values. The trend is reproduced for the  $4^+$  states but the absolute values are overestimated by the model.

1. H. F. Wirth, G. Graw, S. Christe *et al.*, Phys. Rev. C **69** 044310-1 (2004).

### **g-FACTORS IN $^{116,118,120}\text{Sn}$ : SENSITIVITY TO CONFIGURATIONS NEAR THE FERMI SURFACE\***

**M. C. East<sup>1</sup>, A. E. Stuchbery<sup>1</sup>, A. N. Wilson<sup>1,2</sup>, P. M. Davidson<sup>1</sup>, T. Kibedi<sup>1</sup>, A. I. Levon<sup>3</sup>**

<sup>1</sup>*Department of Nuclear Physics, Australian National University, Canberra, Australia*

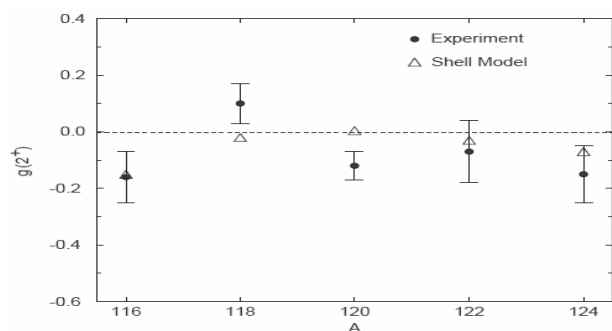
<sup>2</sup>*Department of Physics, Australian National University, Canberra, Australia*

<sup>3</sup>*Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv*

Available data on the Sn isotopes indicate that the  $2_1^+$  states have a complicated structure: 2p-2h and 4p-4h proton configurations and/or neutron excitations across the  $N = 50$  shell gap must be considered to explain recent  $B(E2)$  data [1]. Measurements of  $g$  factors could test this interpretation. The aims of this experiment were to (i) examine the suggestion that  $g(2_1^+)$  in  $^{118}\text{Sn}$  is more positive than in the neighbouring isotopes [2], and (ii) remeasure the absolute  $g$  factors as the previous data [2] disagree with recent calculations in a relativistic QRPA model [3].

Experiments were performed using 190 MeV  $^{58}\text{Ni}$  beams from the ANU 14UD Pelletron and a target with natural Pd and Sn layers. All isotopes were studied simultaneously by the transient field technique, using known  $g(2_1^+)$  values in the Pd isotopes for calibration. We confirm the results of Ref. [2]. Adopted values, combining the present and previous work, are shown in the Figure.

A positive  $g$  factor for  $^{118}\text{Sn}$  and negative  $g$  factors for  $^{116,120}\text{Sn}$  can be explained if the dominant configurations in the  $2_1^+$  states are  $(s_{1/2}d_{5/2})_{2+}$  in  $^{116}\text{Sn}$ ,  $(d_{3/2}^2)_{2+}$  in  $^{118}\text{Sn}$  and  $(h_{11/2}^2)_{2+}$  in  $^{120}\text{Sn}$ . More quantitatively, the  $g$  factors of  $^{116-124}\text{Sn}$  were compared with shell model calculations, performed with



OXBASH [4]. The basis space assumed a  $^{114}\text{Sn}$  core and valence neutron orbitals,  $2s_{1/2}$ ,  $1d_{5/2}$  and  $0h_{11/2}$ . Residual interactions were given by a SDI of strength,  $A_{vw} = 0.21$  MeV. Effective  $g$  factors were  $g_s = -2.0$  and  $g_l = 0.2$ . As shown in the Figure, these calculations reproduce the qualitative trend and near-zero magnitude of the  $g(2_1^+)$  values.

1. C. Vaman *et al.*, Phys. Rev. Lett. **99**, 162501 (2007); and references therein.
2. M. Hass, C. Broude, Y. Niv, and A. Zemel. Phys. Rev. C **22**, 97 (1980).
3. A. Ansari and P. Ring, Phys. Lett. B **649**, 128 (2007).
4. B. A. Brown *et al.*, Michigan State University, report no. MSU-NSCL 1289 (2004).



UPDATED RESULTS OF THE ARMONIA EXPERIMENT:  
 $2\beta$  DECAY OF  $^{100}\text{Mo}$  TO EXCITED LEVELS OF  $^{100}\text{Ru}$

P. Belli<sup>1</sup>, R. Bernabei<sup>1</sup>, R. S. Boiko<sup>2</sup>, F. Cappella<sup>3</sup>, R. Cerulli<sup>4</sup>, F. A. Danevich<sup>2</sup>, S. d'Angelo<sup>1</sup>,  
 A. Incicchitti<sup>3</sup>, V. V. Kobychiev<sup>2</sup>, B. N. Kropivnyansky<sup>2</sup>, M. Laubenstein<sup>4</sup>, P. G. Nagorny<sup>5</sup>,  
 S. S. Nagorny<sup>2</sup>, S. Nisi<sup>4</sup>, F. Nozzoli<sup>1</sup>, D. V. Poda<sup>2</sup>, D. Prospero<sup>3</sup>, O. G. Polischuk<sup>2</sup>, V. I. Tretyak<sup>2</sup>,  
 I. M. Vyshnevskiy<sup>2</sup>, S. S. Yurchenko<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Dip. di Fisica, Università di Roma "Tor Vergata" and INFN, Sezione di Roma Tor Vergata, Rome, Italy

<sup>2</sup>Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv

<sup>3</sup>Dip. di Fisica, Università di Roma "La Sapienza" and INFN, Sezione di Roma, Rome, Italy

<sup>4</sup>INFN, Laboratori Nazionali del Gran Sasso, Assergi (AQ), Italy

<sup>5</sup>Chemical Department, Taras Shevchenko National University, Kyiv

Two neutrino ( $2\nu$ ) double beta ( $2\beta$ ) decay is a transformation of a  $(A, Z)$  nucleus to  $(A, Z + 2)$  with simultaneous emission of two electrons and two antineutrinos. Being the second order process in the weak interactions, it is the rarest decay ever observed to-date, with half lives in the range of  $10^{18}$  -  $10^{21}$  yr. It was registered for 10 nuclides (see, f.e. [1]), and for two nuclides ( $^{100}\text{Mo}$  and  $^{150}\text{Nd}$ )  $2\beta 2\nu$  decay was observed not only for transitions to the ground states, but also to the first excited  $0^+_1$  levels of daughter nuclei (see Fig. 1).

Values of half life for  $^{100}\text{Mo} \rightarrow ^{100}\text{Ru}^*$  measured in few experiments [2] are in the range of  $(5.7 - 9.3) \cdot 10^{20}$  yr. However, they are in contradiction with result of the experiment [3], where only the limit  $>1.2 \cdot 10^{21}$  yr was obtained for this process.

The experiment [3] was performed with 1 kg of Mo (enriched in  $^{100}\text{Mo}$  to 99.5 %) which belongs to the INR, Kyiv. In present measurements we use the same  $^{100}\text{Mo}$  sample to recheck result [3], confirming observations [2] or setting more severe  $T_{1/2}$  limit.

Molybdenum oxide  $^{100}\text{MoO}_3$  is used; it is obtained from  $^{100}\text{Mo}$  after chemical purification. Its mass is 1199 g. Measurements are performed in the low background set-up with four HP Ge detectors of  $225 \text{ cm}^3$  volume each in underground conditions of the Gran Sasso National Laboratories of the INFN (3600 m w.e.). Current statistics is 17249 h. Spectrum of coincidence between two HP Ge detectors is presented in Fig. 2, when energy window of one of detectors is set to the expected energy of gamma quanta emitted in  $2\beta 2\nu$  decay to  $^{100}\text{Ru}^*$  (540 or 591 keV; width of window  $\pm 2$  keV is in accordance with the energy resolution of HP Ge at these energies). Bottom part shows background spectrum, when energy window is shifted to neighbouring  $545 \pm 2$  keV value.

Eight events, which are present now in the coincidence spectrum (Fig. 2 top and middle), correspond to  $T_{1/2} = (6 \pm 2) \cdot 10^{20}$  yr for  $^{100}\text{Mo} \rightarrow ^{100}\text{Ru}^*$   $2\beta 2\nu$  decay, in agreement with previous results [2]. Measurements were finished in November 2008, and final data processing is in progress.

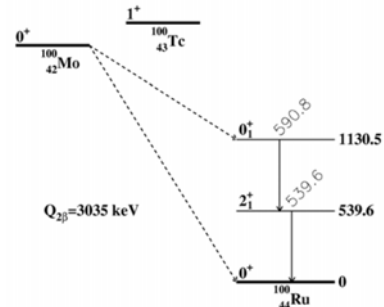


Fig. 1. Scheme of  $2\beta$  decay of  $^{100}\text{Mo}$  to the ground state and to the first  $0^+_1$  excited level of  $^{100}\text{Ru}$ . Energies of levels and de-excitation  $\gamma$  quanta are given in keV.

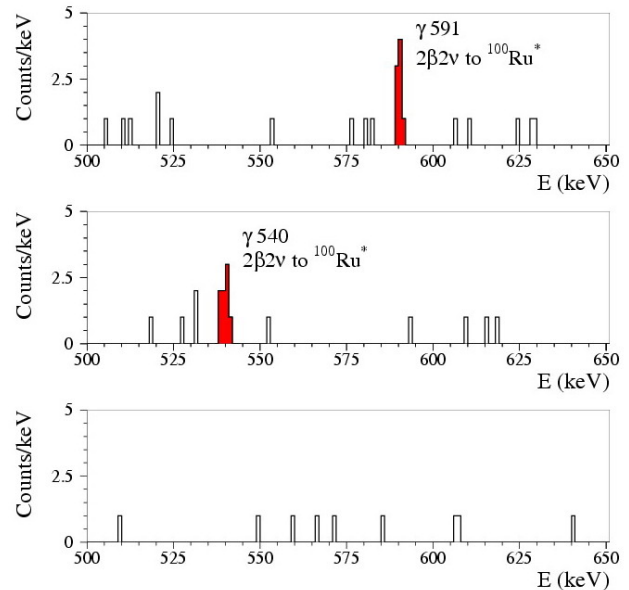


Fig. 2. Experimental spectra (time of measurements is 17249 h) in coincidence when energy of one of  $\gamma$  quanta is equal  $540 \pm 2$  keV (top) or  $591 \pm 2$  keV (middle), expected for  $2\beta 2\nu$  decay to  $^{100}\text{Ru}^*$ , and background spectrum (bottom) when window is shifted to  $545 \pm 2$  keV.

1. V. I. Tretyak and Yu. G. Zdesenko, At. Data Nucl. Data Tables **80**, 83 (2002).
2. A. S. Barabash *et al.*, Phys. Lett. B **345**, 408 (1995); A. S. Barabash *et al.*, Phys. At. Nucl. **62**, 2039 (1999); M. J. Hornish *et al.*, Phys. Rev. C **74**, 044314 (2006); R. Arnold *et al.*, Nucl. Phys. A **781**, 209 (2006).
3. D. Blum *et al.*, Phys. Lett. B **275**, 506 (1992).

SEARCH FOR  $2\beta$  DECAY OF ZINC AND TUNGSTEN WITH THE HELP OF THE LOW BACKGROUND  $ZnWO_4$  CRYSTAL SCINTILLATORS

P. Belli<sup>1</sup>, R. Bernabei<sup>1</sup>, F. Cappella<sup>2</sup>, R. Cerulli<sup>3</sup>, F. A. Danevich<sup>4</sup>, B. V. Grinyov<sup>5</sup>, A. Incicchitti<sup>2</sup>, V. V. Kobychiev<sup>4</sup>, V. M. Mokina<sup>4</sup>, S. S. Nagorny<sup>4</sup>, L. L. Nagornaya<sup>5</sup>, S. Nisi<sup>3</sup>, F. Nozzoli<sup>1</sup>, D. V. Poda<sup>4</sup>, D. Prosperini<sup>2</sup>, V. I. Tretyak<sup>4</sup>, S. S. Yurchenko<sup>4</sup>

<sup>1</sup>Dip. di Fisica, Università di Roma "Tor Vergata" and INFN, Sezione di Roma Tor Vergata, Rome, Italy

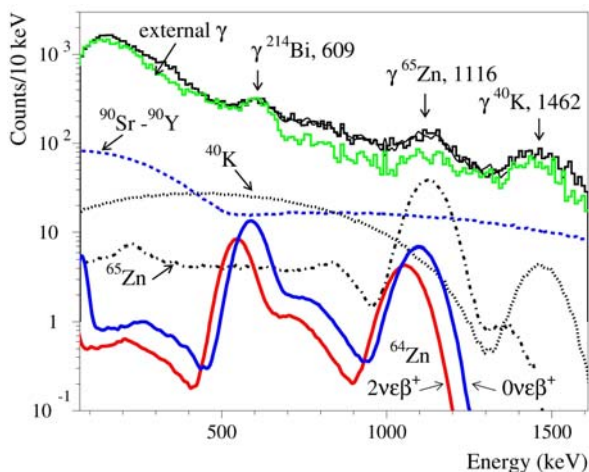
<sup>2</sup>Dipartimento di Fisica, Università di Roma "La Sapienza" and INFN, Sezione di Roma, Rome, Italy

<sup>3</sup>INFN, Laboratori Nazionali del Gran Sasso, Assergi (AQ), Italy

<sup>4</sup>Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv

<sup>5</sup>Institute for Scintillation Materials, Kharkiv, Ukraine

Search for double  $\beta$  processes in  $^{64}Zn$ ,  $^{70}Zn$ ,  $^{180}W$  and  $^{186}W$  have been performed by using data of the low background measurements with large volume (117 g, 168 g, and 699 g)  $ZnWO_4$  crystal scintillators at the Gran Sasso National Laboratories of the I.N.F.N. The experiment was carried out in four runs, total time of data taking exceed 10 thousands hours. The detector with  $ZnWO_4$  samples, experimental set-up, measurements and data analysis are described in [1]. Components of the background and distributions of  $2\beta$  processes searched for were simulated with the help of GEANT4 code [2] and event generator DECAY0 [3]. Fits in different energy regions of the background spectra obtained by combining the measured spectra for various runs give the limits on  $2\beta$  processes in Zn and W isotopes listed in Table. For instance, the energy spectrum of background obtained by sum of data accumulated with the  $ZnWO_4$  samples 117 g and 699 g over 2906 h and 2130 h, respectively, in the low background set-up is shown in Figure.



The measured energy spectrum of  $ZnWO_4$  crystal scintillators (117 g, 2906 h + 699 g, 2130 h) in the low background set-up together with the most important components of the background ( $^{40}K$ ,  $^{90}Sr - ^{90}Y$ ,  $^{64}Zn$ , and contribution from the external  $\gamma$  quanta from PMTs). Expected energy distributions for  $\epsilon\beta^+$  processes in  $^{64}Zn$  excluded at 90 % C.L. are also shown.

Half-life limits on  $2\beta$  processes in Zn and W

Nuclide	Decay channel	Experimental $limT_{1/2}$ at 90 % (68 %) C.L.
$^{64}Zn$	$0\nu 2\epsilon$	$\geq 1.1(2.8) \cdot 10^{20}$ yr
	$0\nu \epsilon\beta^+$	$\geq 4.3(5.7) \cdot 10^{20}$ yr
	$2\nu \epsilon\beta^+$	$\geq 0.7(2.1) \cdot 10^{21}$ yr
$^{70}Zn$	$2\nu 2\beta^-$	$\geq 2.3(4.0) \cdot 10^{17}$ yr
	$0\nu 2\beta^-$	$\geq 1.8(3.0) \cdot 10^{19}$ yr
	$0\nu 2\beta^- M1$	$\geq 1.0(1.4) \cdot 10^{18}$ yr
$^{180}W$	$2\nu 2K$	$\geq 6.6(9.4) \cdot 10^{17}$ yr
	$0\nu 2\epsilon$	$\geq 0.86(1.2) \cdot 10^{18}$ yr
$^{186}W$	$2\nu 2\beta^-$	$\geq 2.3(2.8) \cdot 10^{19}$ yr
	$2\nu 2\beta^-(2_1^+)$	$\geq 1.8(3.6) \cdot 10^{20}$ yr
	$0\nu 2\beta^-$	$\geq 2.1(4.2) \cdot 10^{20}$ yr
	$0\nu 2\beta^-(2_1^+)$	$\geq 2.1(4.2) \cdot 10^{20}$ yr
	$0\nu 2\beta^- M1$	$\geq 5.8(8.6) \cdot 10^{19}$ yr

All the half-life limits (except for  $0\nu 2\beta^-$  decays of  $^{186}W$ ) obtained in the present experiment are near one order of magnitude higher than those established in previous experiments. The positive indication on the  $(2\nu + 0\nu)\epsilon\beta^+$  decay of  $^{64}Zn$  with  $T_{1/2} = (1.1 \pm 0.9) \times 10^{19}$  yr suggested in [4] is fully discarded by the present experiment.

This study was supported in part by the Project "Kosmomikrofizyka" (Astroparticle Physics) of the National Academy of Sciences of Ukraine.

The results of this work are published in [5, 6].

1. P. Belli *et al.*, Phys. Rev. C **76**, 064603 (2007).
2. S. Agostinelli *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A **506**, 250 (2003); J. Allison *et al.*, IEEE Trans. Nucl. Sci. **53**, 270 (2006).
3. O. A. Ponkratenko, V. I. Tretyak, and Yu. G. Zdesenko, Phys. At. Nucl. **63**, 1282 (2000); V. I. Tretyak, to be published.
4. I. Bikit *et al.*, Appl. Radiat. Isot. **46**, 455 (1995).
5. P. Belli *et al.*, Phys. Lett. B **658**, 193 (2008).
6. P. Belli *et al.*, Search for  $2\beta$  decay of Zinc and Tungsten with the help of low-background  $ZnWO_4$  crystal scintillators. Preprints ROM2F/2008/22, arXiv:0811.2348v1 [nucl-ex]; submitted to PRC.

HEAT FLOW OF THE EARTH AND RESONANT CAPTURE OF SOLAR  $^{57}\text{Fe}$  AXIONS

F. A. Danevich<sup>1</sup>, A. V. Ivanov<sup>2</sup>, V. V. Kobychiev<sup>1</sup>, V. I. Tretyak<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv*

<sup>2</sup>*Institute of the Earth's Crust, Siberian Branch, Russian Academy of Sciences, Irkutsk, Russia*

One of the most simple and elegant solutions of the so-called strong CP problem of QCD consists in introducing a new global symmetry; this leads to existence of axion – a new pseudo-scalar neutral particle [1]. The mass of axion is related with the scale of the symmetry violation  $f_a$ :  $m_a(\text{eV}) \approx 6 \times 10^6/f_a(\text{GeV})$ . Values of  $f_a$  up to the Planck mass of  $10^{19}$  GeV are allowed. The axion mass and the coupling constants  $g_{\gamma\gamma}$ ,  $g_{ae}$ ,  $g_{aN}$  (which describe interaction of axion with usual matter – photons, electrons and nucleons, respectively – and which are also inversely proportional to  $f_a$ ) can have very small values ( $m_a$  down to  $10^{-12}$  eV). Such axions are sometimes named as “invisible”; they are one of the best candidates on the role of dark matter particles.

The Sun can be an intensive source of axions. They can be born in interaction of thermal  $\gamma$ 's with electromagnetic fields within the Sun due to the Primakoff effect, and they can be emitted instead of  $\gamma$ 's in nuclear magnetic transitions in excited nuclides present in the Sun ( $^7\text{Li}$ ,  $^{23}\text{Na}$ ,  $^{57}\text{Fe}$ , etc.). Probability of the axion emission, in particular, depends on its mass. If resonant conditions are fulfilled, the solar axion in the following can be captured by a respective nucleus (f.e.,  $^{57}\text{Fe}$ ) on the Earth.

De-excitation of  $^{57}\text{Fe}$  nuclei after resonant capture of solar  $^{57}\text{Fe}$  axions was searched for with iron targets and Si or Ge detectors. The effect was not observed, and only upper limits on the axion mass were set as:  $m_a < 216 - 745$  eV [2]. Measurements with target of  $^{83}\text{Kr}$  gave a limit  $m_a < 5.5$  keV [3]. Experiments with  $^7\text{Li}$  nuclei also resulted only in limits  $m_a < 13.9 - 32$  keV [4].

The nuclei of  $^7\text{Li}$ ,  $^{57}\text{Fe}$ ,  $^{83}\text{Kr}$ , etc. can be excited by solar axions not only in selected targets but everywhere. In particular, de-excitation of the resonantly excited levels of these nuclei can contribute to the total heat flow from our planet's depths. Here we estimate the axion mass in a very conservative assumption that the total Earth's thermal flux ( $46 \times 10^{12}$  W =  $2.9 \cdot 10^{32}$  eV/s [5]) is caused by resonant absorption of the  $^{57}\text{Fe}$  solar axions within the Earth.

According to the contemporary conceptions [6], iron constitutes near 30 % of the Earth: in the mantle (~68 % of the whole Earth's mass) content of Fe is 6.26 %, and the core (~32 % of the Earth's mass) includes mainly Fe (78.0 - 87.5 %). Thus, iron constitutes 29.6 - 32.7 % of the Earth's mass. The natural abundance of  $^{57}\text{Fe}$  is  $\delta = 2.119$  %. Taking the Earth's mass of  $5.97 \cdot 10^{27}$  g, the mass of  $^{57}\text{Fe}$  in the

Earth can be estimated as  $(3.7 - 4.1) \cdot 10^{25}$  g that corresponds to the number of nuclei  $N_{57} = (4.0 - 4.4) \cdot 10^{47}$ . The number of resonant captures of solar axions in a target with  $N_{57}$  nuclei of  $^{57}\text{Fe}$  per 1 s is equal [2]:  $R = 4.5 \cdot 10^{-33} N_{57} (m_a/1 \text{ eV})^4$ . The energy of 14.4 keV (energy of the first excited level of  $^{57}\text{Fe}$ ) is released after every capture, and it is totally absorbed in the Earth's body. Taking conservatively the lower possible value of the number of  $^{57}\text{Fe}$  nuclei  $N_{57} = 4.0 \cdot 10^{47}$  and equalizing the heat flux  $2.9 \times 10^{32}$  eV/s to the power generated by axion captures  $2.6 \cdot 10^{19} (m_a/1 \text{ eV})^4$  eV/s, we obtain the upper limit on the axion mass:

$$m_a = 1.8 \text{ keV.}$$

The obtained limit can be improved by taking into account heat generated by radioactive decays of  $^{40}\text{K}$ ,  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{238}\text{U}$  within the Earth. Subtracting conservatively the lowest estimate of radioactive energy generation ( $20 \cdot 10^{12}$  W [7]) and attributing the difference to the heat generation from axion captures, we obtain the following upper limit on the axion mass:

$$m_a = 1.6 \text{ keV.}$$

Both the restrictions are few times worse than the limits obtained in direct experiments searched for solar  $^{57}\text{Fe}$  axions: 216 - 745 eV. However, they are much better than the limits obtained in the experiments with  $^{83}\text{Kr}$  ( $m_a < 5.5$  keV) and  $^7\text{Li}$  ( $m_a < 13.9 - 32$  keV). Since the rates of both emission and capture of axion are governed by the axion-nucleon coupling constant  $g_{aN}$ , the obtained limits do not depend on uncertainties in values of the axion-photon ( $g_{\gamma\gamma}$ ) and axion-electron ( $g_{ae}$ ) coupling constants.

This work was published as eprint arXiv:0811.3836 [nucl-ex] (accepted to Kinematics and Physics of Celestial Bodies).

1. G. G. Raffelt, J. Phys. A **40**, 6607 (2007); A. Ljubicic, Rad. Phys. Chem. **74**, 443 (2005).
2. M. Krcmar *et al.*, Phys. Lett. B **442**, 38 (1998); A. V. Derbin *et al.*, JETP Lett. **85**, 12 (2007); T. Namba, Phys. Lett. B **645**, 398 (2007).
3. K. Jakovcic *et al.*, Rad. Phys. Chem. **71**, 793 (2004).
4. M. Krcmar *et al.*, Phys. Rev. D **64**, 115016 (2001); A. V. Derbin *et al.*, JETP Lett. **81**, 365 (2005); P. Belli *et al.*, Nucl. Phys. A **806**, 388 (2008).
5. T. Lay *et al.*, Nature Geoscience **1**, 25 (2008).
6. W. F. McDonough, S.-s. Sun, Chem. Geol. **120**, 223 (1995).
7. G. Fiorentini *et al.*, Phys. Rep. **453**, 117 (2007).

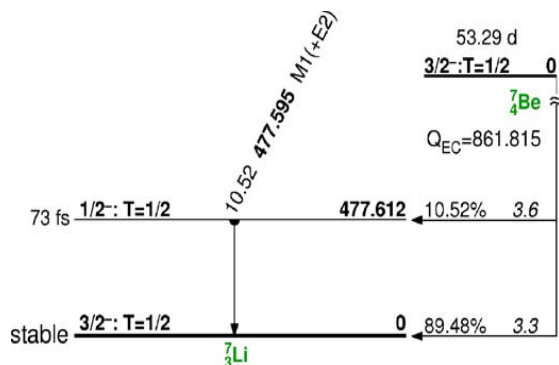
SEARCH FOR SOLAR AXIONS EMITTED IN THE M1-TRANSITION OF <sup>7</sup>Li\* WITH BOREXINO CTF

V. V. Kobychiev\*

Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv

A natural solution of the strong CP problem was found by Peccei and Quinn by introducing a new global chiral symmetry U(1)<sub>PQ</sub>. Weinberg and Wilczek noted that spontaneous symmetry breaking of U(1)<sub>PQ</sub> at energy ~f<sub>A</sub> leads to existence of a new neutral pseudoscalar particle – axion. The original PQWW model (also known as standard axion model) assumed that f<sub>A</sub> is equal to electroweak scale: f<sub>A</sub> ≈ 250 GeV. The axion mass predicted by this model m<sub>A</sub> ≥ 150 keV. This model was excluded after extensive experimental searches, but two new types of axion models have been developed: the Kim - Shifman - Vainstein - Zakharov model (KSVZ or hadronic axion) and the Dine - Fischler - Srednicki - Zhitnitski model (DFSZ or GUT axion models). Besides solving the strong CP problem, the axion provides also a well motivated candidate for a part of the non-baryonic dark matter, so experimental efforts to detect axions are intensively continued.

If axions exist, the Sun would be an intense source of these particles. One of the sources of solar axions can be reactions of the solar pp-chain that produce solar energy. Figure shows the scheme of electron capture <sup>7</sup>Be + e<sup>-</sup> → <sup>7</sup>Li\* + ν<sub>e</sub> [1] that is the part of this chain. Since axion is a pseudoscalar particle it can be emitted instead of photon in M1-transition from the first excited state to the ground state. The amplitude of this emission is defined by the axion-nucleon coupling constant g<sub>AN</sub>.



Electron capture decay scheme of <sup>7</sup>Be.

The search for solar axions emitted in the 478 keV M1-transition of <sup>7</sup>Li has been performed with the CTF liquid scintillator detector [2] placed in the Hall C of the LNGS underground laboratory (Italy). CTF is a simplified scaled version of the Borexino detector [3]. Its active volume, ~4 tons of liquid scintillator, is contained in a transparent

spherical nylon vessel, 2 m diameter and 0.5 mm thick. The active detector is surrounded by 100 PMTs mounted on an open support structure. The PMTs are fitted with light concentrators which provide a 21 % optical coverage. The construction is immersed in 1000 m<sup>3</sup> of high purity shielding water, contained in an external cylindrical tank 10 m diameter and 11 m high. The detector possesses the extremely low background level of natural radioactivity. We use data of the third campaign of the detector (3.75 t of pseudo-cumene were used as a target) collected during 623 days of data taking (corresponding to 548 days of live-time) since 2002.

Among possible reactions of a 478 keV axion, the Compton conversion of axion to a photon (A + e → e + γ), axio-electric effect (A + e + Z → e + Z), decay of axion in two photons (A → 2γ) and Primakoff conversion on carbon nuclei (A + <sup>12</sup>C → γ + <sup>12</sup>C) were searched for. The amplitudes of the first two processes are defined by the axion-electron coupling constant g<sub>Ae</sub>, the last two processes depends on the axion-photon coupling constant g<sub>Aγ</sub>. The signature of all above reactions is the appearance of 478 keV peak in the energy spectra of CTF. The Monte-Carlo simulation of response functions of the detector for the above reactions was performed. No statistical significant indications on axion interactions were found. This leads to the new, model independent, upper limits on constants of interaction of axion with electrons, photons and nucleons – g<sub>Ae</sub>g<sub>AN</sub> ≤ (1.0 - 2.4) · 10<sup>-10</sup> at m<sub>A</sub> ≤ 450 keV and g<sub>Aγ</sub>g<sub>AN</sub> ≤ 5 · 10<sup>-9</sup> GeV<sup>-1</sup> at m<sub>A</sub> ≤ 10 keV were obtained (CL 90 %). For heavy axions the limits g<sub>Ae</sub> < (0.7 - 2.0) · 10<sup>-8</sup> and g<sub>Aγ</sub> < 10<sup>-9</sup> - 10<sup>-8</sup> at 100 keV < m<sub>A</sub> < 400 keV are obtained in assumption that g<sub>AN</sub> depends on m<sub>A</sub> as for KSVZ axion model. These limits are (2 - 100) times stronger than obtained by laboratory-based experiments using nuclear reactors and artificial radioactive sources.

V. V. K. was supported in part by the Project “Kosmomikrofizyka” (Astroparticle physics) of the National Academy of Sciences of Ukraine.

This work was published in Eur. Phys. J. C **54**, 61 - 72 (2008).

1. C. M. Lederer and V. S. Shierley, *Table of Isotopes* (Wiley, New York, 1978).
2. Borexino Collaboration, G. Alimonti *et al.*, Nucl. Instrum. Methods A **440**, 360 (2000).
3. Borexino Collaboration, G. Alimonti *et al.*, *Astropart. Phys.* **18**, 1 (2002).

\* On behalf of Borexino Collaboration



DIRECT MEASUREMENT OF THE  ${}^7\text{Be}$  SOLAR NEUTRINO FLUX WITH 192 DAYS OF BOREXINO DATA

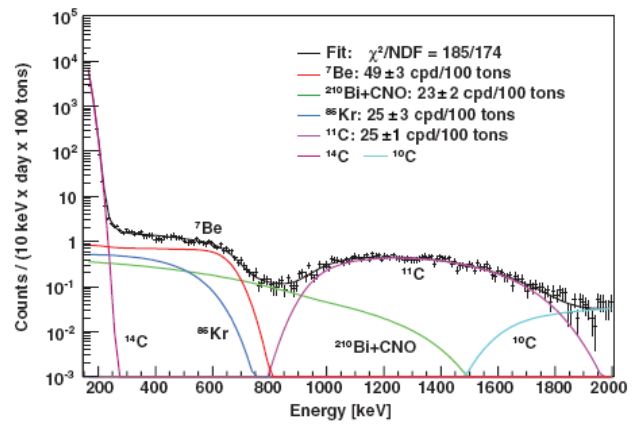
V. V. Kobychiev\*

*Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv*

Neutrino oscillations are the established mechanism to explain the solar neutrino problem, which originated from observations in radiochemical experiments with a sub-MeV threshold and from real-time observation of high energy neutrinos. Neutrino oscillations were also observed in atmospheric neutrinos and have been confirmed with reactor antineutrinos and accelerator neutrinos. Borexino is the first experiment to observe in real-time the low energy (0.862 MeV)  ${}^7\text{Be}$  solar neutrinos, which were not accessible so far. Solar neutrinos are detected in Borexino through their elastic scattering on electrons in the scintillator. Electron neutrinos ( $\nu_e$ ) interact through charged and neutral currents and in the energy range of interest have a cross section  $\sim 5$  times larger than  $\nu_\mu$  and  $\nu_\tau$ , which interact only via the neutral currents. The electrons scattered by neutrinos are detected by means of the scintillation light retaining the information on the energy (but not on the direction). The basic signature for the monoenergetic 0.862 MeV  ${}^7\text{Be}$  neutrinos is the Compton-like edge of the recoil electrons at 665 keV.

The key features of the Borexino detector are described in [1, 2]. Borexino is a scintillator detector with an active mass of 278 tons of pseudo-cumene (PC, 1, 2, 4-trimethylbenzene), doped with 1.5 g/liter of PPO (2,5-diphenyloxazole, a fluorescent dye). The scintillator is contained in a thin (125  $\mu\text{m}$ ) nylon vessel and is surrounded by two concentric PC buffers (323 and 567 tons) doped with 5.0 g/l of dimethylphthalate, a component quenching the PC scintillation light. The two PC buffers are separated by a second thin nylon membrane to prevent diffusion of radon towards the scintillator. The scintillator and buffers are contained in a stainless steel sphere (SSS) with diameter 13.7 m. The SSS is enclosed in a 18.0-m diameter, 16.9-m high domed water tank (WT), containing 2100 tons of ultrapure water as an additional shield. The scintillation light is detected via 2212 8" PMTs uniformly distributed on the inner surface of the SSS. Additional 208 8" PMTs instrument the WT and detect the Cherenkov light radiated by muons in the water shield, serving as a muon veto. The direct measurement of the low energy (0.862 MeV)  ${}^7\text{Be}$  solar neutrinos has been performed with the Borexino detector from an analysis of 192 live days in the period from 16 May, 2007 to 12 April, 2008, totaling a 41.3 ton  $\cdot$  yr fiducial exposure to solar neutrinos.

On behalf of Borexino Collaboration



Fit of the energy spectrum of the Borexino detector in the region 160–2000 keV after basic and fiducial cuts and statistical  $\alpha$ 's subtraction. Contributions from  ${}^{214}\text{Pb}$ ,  $pp$ , and  $pep$  neutrinos, not shown, are almost negligible.

The spectrum (obtained after applying basic and fiducial cuts and statistical  $\alpha$ 's subtraction) is shown in the Figure together with fits of the main background components and the signal ( ${}^7\text{Be}$ ). Taking into account systematic errors (estimated as 8.5 %), our best value for the rate of the 0.862 MeV  ${}^7\text{Be}$  solar neutrinos is  $49 \pm 3_{\text{stat}} \pm 4_{\text{syst}}$  counts/(day  $\cdot$  100 ton). The high metallicity SSM predicts a flux  $\Phi({}^7\text{Be}) = (5.08 \pm 0.25) \cdot 10^9 \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$  for non-oscillated solar  $\nu_e$ , which would correspond to the expected signal of  $74 \pm 4$  counts/(day  $\cdot$  100 ton). Thus, we obtain the survival probability for electron neutrinos  $P_{ee} = 0.56(10)$  ( $1\sigma$ ) at 0.862 MeV. This is consistent with  $P_{ee} = 0.541(17)$ , as determined from the global fit to all solar (except Borexino) and reactor data [3]. The no oscillation hypothesis,  $P_{ee} = 1$ , is rejected at  $4\sigma$  confidence level (CL).

We obtain also an upper limit on neutrino magnetic moment of  $5.4 \cdot 10^{-11} \mu_B$  (90 % CL), which is currently the best experimental limit.

V. V. K. was supported in part by the Project "Kosmomikrofizyka" (Astroparticle physics) of the National Academy of Sciences of Ukraine.

This work was published in Phys. Rev. Lett. **101**, 091302 (2008).

1. Borexino Collaboration, G. Alimonti *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A (2008, accepted to publication) [arXiv:0806.2400v1].
2. Borexino Collaboration, G. Alimonti *et al.*, Astropart. Phys. **16**, 205 (2002).
3. KamLAND Collaboration, S. Abe *et al.*, Phys. Rev. Lett. **100**, 221803 (2008).

SEARCH FOR DOUBLE  $\beta$  DECAY PROCESSES IN  $^{108}\text{Cd}$  AND  $^{114}\text{Cd}$  WITH THE HELP OF THE LOW-BACKGROUND  $\text{CdWO}_4$  CRYSTAL SCINTILLATOR

P. Belli<sup>1</sup>, R. Bernabei<sup>1</sup>, F. Cappella<sup>2</sup>, R. Cerulli<sup>3</sup>, F. A. Danevich<sup>4</sup>, S. D'Angello<sup>1</sup>, A. Incicchitti<sup>2</sup>, V. V. Kobychyev<sup>4</sup>, S. S. Nagorny<sup>4</sup>, F. Nozzoli<sup>1</sup>, V. M. Mokina<sup>4</sup>, D. V. Poda<sup>4</sup>, D. Proserpi<sup>2</sup>, V. I. Tretyak<sup>4</sup>

<sup>1</sup>Dip. di Fisica, Università di Roma "Tor Vergata" and INFN, Sezione di Roma Tor Vergata, Rome, Italy

<sup>2</sup>Dipartimento di Fisica, Università di Roma "La Sapienza" and INFN, Sezione di Roma, Rome, Italy

<sup>3</sup>INFN, Laboratori Nazionali del Gran Sasso, Assergi (AQ), Italy

<sup>4</sup>Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv

Search for double  $\beta$  processes in  $^{108}\text{Cd}$  and  $^{114}\text{Cd}$  was realized by using data of the low background experiment with  $\text{CdWO}_4$  crystal scintillator at the Gran Sasso National Laboratories of the I.N.F.N. The  $\text{CdWO}_4$  detector, experimental set-up, measurements and data analysis are described in detail in [1]. Energy spectrum of the  $\text{CdWO}_4$  scintillator measured over 2758 h in the low background set-up is shown in Fig. 1. Components of the background and distributions of  $2\beta$  processes searched for were simulated with the help of GEANT4 code [2] and event generator DECAY0 [3]. Fits of the measured spectra in different energy regions give the limits on  $2\beta$  processes in  $^{108}\text{Cd}$  and  $^{114}\text{Cd}$  presented in Table. Excluded at 90 % C.L. effect of  $2\nu 2\beta$  decay of  $^{114}\text{Cd}$  is shown in Fig. 1. Peak of  $0\nu 2\beta$  decay of  $^{114}\text{Cd}$  with the half-life corresponding to the best previous limit [4] is shown in Fig. 2.

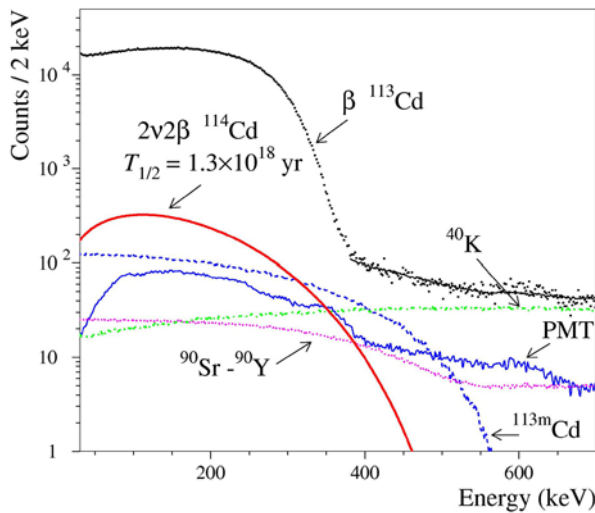


Fig. 1. Energy spectrum of the  $\text{CdWO}_4$  scintillator measured over 2758 h in the low background set-up together with the model of the background (shown by solid line at  $E > 380$  keV) and its main components:  $\beta$  spectra of  $^{40}\text{K}$ ,  $^{90}\text{Sr} - ^{90}\text{Y}$ ,  $^{113\text{m}}\text{Cd}$ , and contribution from the external  $\gamma$  quanta from PMTs. Energy distribution of  $2\nu 2\beta$  decay of  $^{114}\text{Cd}$  with  $T_{1/2}^{2\nu 2\beta} = 1.3 \cdot 10^{18}$  yr (excluded at 90 % of C.L.) is also shown.

Half-life limits on  $2\beta$  processes in  $^{108}\text{Cd}$  and  $^{114}\text{Cd}$

Nuclide	Decay channel	Experimental $\text{lim} T_{1/2}$ at 90 % (68 %) C.L.
$^{108}\text{Cd}$	$2\nu 2\text{K}$	$\geq 1.1(1.9) \cdot 10^{18}$ yr
	$2\nu 2\epsilon$	$\geq 1.0(2.7) \cdot 10^{18}$ yr
$^{114}\text{Cd}$	$2\nu 2\beta$	$\geq 1.3(2.1) \cdot 10^{18}$ yr
	$0\nu 2\beta$	$\geq 1.2(2.5) \cdot 10^{21}$ yr

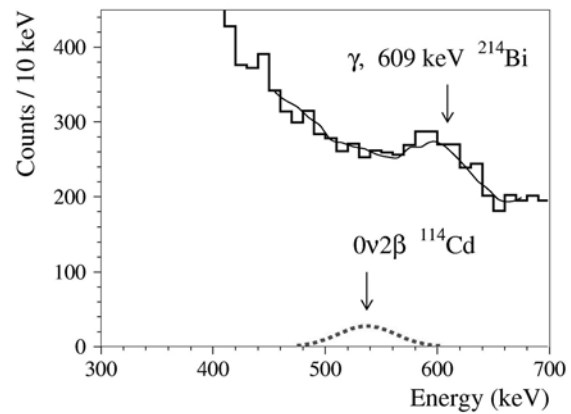


Fig. 2. Energy spectrum of  $\text{CdWO}_4$  scintillator measured over 2758 h. Solid line represents fit of the data by the model of background. The expected  $0\nu 2\beta$  peak of  $^{114}\text{Cd}$  with the half-life  $2.5 \cdot 10^{20}$  yr (corresponds to previous limit reported in [4]) is shown.

This study was supported in part by the Project "Kosmomikrofizyka" (Astroparticle physics) of the National Academy of Sciences of Ukraine.

This work was published in Eur. Phys. J. A **36**, 167 (2008).

1. P. Belli *et al.*, Phys. Rev. C **76**, 064603 (2007).
2. S. Agostinelli *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A **506**, 250 (2003); J. Allison *et al.*, IEEE Trans. Nucl. Sci. **53**, 270 (2006).
3. O. A. Ponkratenko, V. I. Tretyak and Yu. G. Zdesenko, Phys. At. Nucl. **63**, 1282 (2000); V. I. Tretyak, to be published.
4. F. A. Danevich *et al.*, Phys. Rev. C **68**, 035501 (2003).

R&D OF SuperNEMO  $2\beta$  DECAY EXPERIMENT

F.A. Danevich<sup>1</sup>, V. V. Kobychiev<sup>1</sup>, V. M. Mokina<sup>1</sup>, D. V. Poda<sup>1</sup>,  
R. B. Podvianuk<sup>1</sup>, V. I. Tretyak<sup>1</sup>, I. M. Vyshnevskiy<sup>1</sup>, S. S. Yurchenko<sup>1</sup>  
on behalf of SuperNEMO collaboration<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv

<sup>2</sup>France, Czech Republic, Finland, Japan, Morocco, Poland, Russia, Slovakia, Spain, UK, Ukraine, USA

Interest to neutrinoless double beta decay ( $0\nu 2\beta$ ) has been increased after discovery of phenomena of neutrino oscillation in several experiments. While oscillation experiments measure the neutrino mass differences,  $0\nu 2\beta$  decay is the only practical way to understand the nature of neutrino mass, and one of the most sensitive probes of its absolute value.

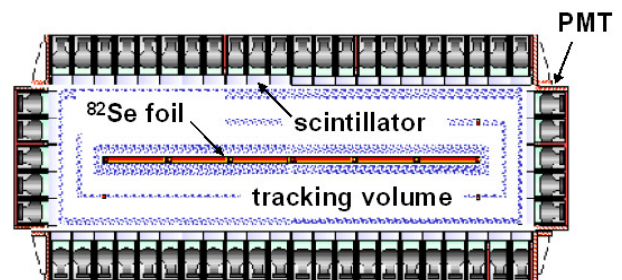
The SuperNEMO collaboration was formed in 2005 with the goal of carrying out a three-year design study program (2006 - 2009) and producing a Technical Design Report (TDR) as outcome. SuperNEMO is  $\approx 100$  kg source isotope ( $^{82}\text{Se}$  or  $^{150}\text{Nd}$ ), tracker plus calorimeter detector with a projected neutrinoless double beta decay half-life sensitivity of  $T_{1/2} \sim 10^{26}$  years ( $\sim 50$  meV effective Majorana neutrino mass). The SuperNEMO baseline design calls for 20 modules ( $4 \times 2 \times 1$  m), each holding 5 kg of source isotope (see Figure). Both sides of the source foil have tracking volume (Geiger mode drift cells) enclosed by the calorimeter walls. Each module will hold  $\approx 600$  8" PMTs.

The R&D program focuses on four main areas of study: isotope enrichment, tracking detector, calorimeter, and ultra-low background materials production and measurements. Achievement of requested energy resolution of calorimeter ( $\approx 4\%$  at 3 MeV which corresponds to  $\approx 7\%$  at 1 MeV), and radiopurity of enriched source foil (a few  $\mu\text{Bq/kg}$  for  $^{226}\text{Ra}$  and  $^{228}\text{Th}$ ) are the real challenge of the R&D.

Exceptional resolutions of  $6.5\%$  at 1 MeV were measured for small PVT scintillators coupled to high QE PMTs. The SuperNEMO baseline design calls for large scintillator blocks ( $20 \times 20$  cm). Scintillators of this size read out through a light-guide showed an energy resolution of  $9 - 10\%$  at 1 MeV. Better results have been achieved by using a large plastic hexagonal shaped scintillator directly on a hemispherical 8" PMT. With this configuration we have been able to reach the important milestone of  $7 - 8\%$  energy resolution at 1 MeV for the baseline detector design. Consequently the R&D on solid scintillators will be focused on large scintillator solutions rather than light-guides to increase the light collection efficiency. The development program will also move away from the previous square block designs and focus on more realistic hexagonal scintillator geometries. We note that there is room for further improvements by using a higher QE PMTs

and more efficient scintillators [1]. Liquid scintillator provides an alternative while maintaining good resolution ( $7 - 8\%$  at 1 MeV) and improving gamma tagging efficiency, but achieving the required resolution with large blocks as well as the engineering of the mechanical design and safety remain a challenge. The hybrid solution creates a more robust containment set-up for the liquid, but achieving  $\approx 7\%$  should be demonstrated.

SuperNEMO requires source foil contamination to be less than  $2 \mu\text{Bq/kg}$  for  $^{228}\text{Th}$  and less than  $10 \mu\text{Bq/kg}$  for  $^{226}\text{Ra}$ . In order to measure these activities, a dedicated BiPo detector was developed which can measure the signature of an electron followed by a delayed alpha particle. The first BiPo prototype was installed in the Modane Underground Laboratory in February 2008 and is currently running with 20 modules. The objective for this prototype is to measure the backgrounds and surface contamination of the prototype's plastic scintillators. After three months, an upper limit on the sensitivity for a standard  $12 \text{ m}^2$  BiPo detector was calculated to be less than  $7.5 \mu\text{Bq/kg}$  for  $^{228}\text{Th}$  (90 % C. L.).



Preliminary design of the SuperNEMO detector module (view from above).

The results of this work were published in:

1. M. Kauer (on behalf of the SuperNEMO Collab.), arXiv:0807.2188 [hep-ex] 2008.
2. M. Bongrand (on behalf of the SuperNEMO Collab.), J. of Instrumentation **3**, p06006 (2008).
3. S. Soldner-Rembold (on behalf of the NEMO 3 and SuperNEMO Collaborations), J. Phys.: Conf. Ser. **110**, 082019 (2008).
4. H. Ohsumi (on behalf of NEMO and SuperNEMO Collaboration), J. Phys.: Conf. Ser. **120**, 052054 (2008).

## CHARACTERISATION OF SCINTILLATION CRYSTALS FOR CRYOGENIC EXPERIMENTAL SEARCH FOR RARE EVENTS

R. S. Boiko<sup>1</sup>, F. A. Danevich<sup>1</sup>, E. N. Galashov<sup>2</sup>, V. I. Goriletsky<sup>3</sup>, B. V. Grinyov<sup>3</sup>, L. I. Ivleva<sup>4</sup>,  
V. V. Kobychiev<sup>1</sup>, M. B. Kosmyna<sup>5</sup>, H. Kraus<sup>6</sup>, N. Krutyak<sup>7</sup>, V. B. Mikhailik<sup>6</sup>, V. M. Mokina<sup>1</sup>,  
L. L. Nagornaya<sup>5</sup>, S. S. Nagorny<sup>1</sup>, A. S. Nikolayko<sup>1</sup>, M. Pashkovskii<sup>8</sup>, D. V. Poda<sup>1</sup>,  
R. B. Podviyanuk<sup>1</sup>, O. G. Polischuk<sup>1</sup>, L. I. Potkin<sup>9</sup>, V. I. Tretyak<sup>1</sup>, I. A. Tupitsyna<sup>5</sup>,  
A. N. Shekhovtsov<sup>5</sup>, O. G. Shkulkova<sup>1</sup>, V. N. Shlegel<sup>2</sup>, D. A. Spassky<sup>7</sup>, Ya. V. Vasiliev<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv*

<sup>2</sup>*Nikolaev Institute of Inorganic Chemistry, Novosibirsk, Russia*

<sup>3</sup>*Institute for Scintillation Materials, Kharkiv, Ukraine*

<sup>4</sup>*General Physics Institute, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

<sup>5</sup>*Institute for Single Crystals, Kharkiv, Ukraine*

<sup>6</sup>*University of Oxford, Department of Physics, Oxford, UK*

<sup>7</sup>*Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Moscow State University, Moscow, Russia*

<sup>8</sup>*Dep. of Semiconductors Physics, Ivan Franko National University, Lviv, Ukraine*

<sup>9</sup>*All-Russian Research Institute for Synthesis of Materials (VNIISIMS), Alexandrov, Vladimir region, Russia*

Dark matter remains one of the biggest unsolved mysteries in modern science. For many years it has been well established that visible matter accounts for only a few percent of the total mass of the Universe. Recent measurements of the cosmic microwave background support earlier evidence that a substantial fraction of the Universe is made of non-baryonic dark matter. Despite this progress, the nature of this matter remains unknown. Particle physics provides a possible explanation for non-baryonic dark matter in the form of weakly interacting massive particles (WIMPs). The most likely WIMP candidate is the neutralino, predicted by supersymmetry theory.

At present there are several experiments (scintillation, cryogenic, noble gases) aiming to search for WIMPs by detection of the elastic scattering of these particles by atomic nuclei. In particular the CRESST experiment employs simultaneous measurements of scintillation and phonons in a scintillation material (CaWO<sub>4</sub>) to determine energy and interaction type. The EDELWEISS experiment uses germanium crystals with simultaneous registration of ionisation and phonon signals. Nuclear recoil events produce much less scintillation light or ionization than electron recoils, which allows discrimination between nuclear recoil events (caused by WIMPs) and electron recoil events (caused by  $\beta$  and  $\gamma$  particles).

The EURECA collaboration\* [1, 2, 3] was formed in March 2005 at a meeting of the two experiments. Additional groups have since joined the project. The aim of the EURECA is to search for WIMPs using cryogenic detectors, with a total absorber mass of up to 1 tonne, with sensitivity two-three orders of magnitude better than that of the best presently running experiments. In realizing the project, a need for variety of scintillation targets has been identified. Devel-

opment of scintillation materials and measurements of their scintillation characteristics at low temperatures is therefore an important objective for assessing the suitability of specific materials for their use in the EURECA experiment [4].

Relative intensity and scintillation decay kinetics were studied in CaWO<sub>4</sub>, CaMoO<sub>4</sub>, ZnWO<sub>4</sub>, ZnMoO<sub>4</sub>, PbWO<sub>4</sub>, PbMoO<sub>4</sub>, MgWO<sub>4</sub>, ZnSe, and LiF(W) crystal scintillators over the temperature range 7 – 310 K. Samples of the crystals 5×5×1 mm<sup>3</sup> of size were placed into an optical cryostat and excited with an <sup>241</sup>Am alpha-source. The measurements were carried out using the multiple photon counting technique and a green sensitive photomultiplier as a detector. The following values of relative intensity were obtained at the temperature T=7 K (prior spectral correction): CaWO<sub>4</sub> (100 %), ZnWO<sub>4</sub> (77 %), ZnSe (61 %), CaMoO<sub>4</sub> (46 %), PbWO<sub>4</sub> (24 %), PbMoO<sub>4</sub> (21 %), MgWO<sub>4</sub> (15 %), LiF(W) (<5 %), and ZnMoO<sub>4</sub> (<5 %).

1. H. Kraus *et al.*, Nuclear Physics B - Proceedings Supplements **173**, 168 (2007).
2. H. Kraus *et al.*, Journal of Physics: Conference Series **39**, 139 (2006).
3. H. Kraus *et al.*, "EURECA – The Future of Cryogenic Dark Matter Detection in Europe", Submit. to Proc. Identification of dark matter 2008, Stockholm, Sweden, August 18 - 22, 2008.
4. V. B. Mikhailik and H. Kraus, J. Phys. D **39**, 1181 (2006).

\* United Kingdom, France, Germany, Spain, Ukraine, JINR Dubna, CERN (<http://www.eureca.ox.ac.uk/>)



**ZnWO<sub>4</sub> SCINTILLATORS FOR CRYOGENIC DARK MATTER EXPERIMENTS**

**H. Kraus<sup>1</sup>, F. A. Danevich<sup>2</sup>, S. Henry<sup>1</sup>, V. V. Kobychiev<sup>2</sup>, V. B. Mikhailik<sup>1</sup>, V. M. Mokina<sup>2</sup>, S. S. Nagorny<sup>2</sup>, O. G. Polischuk<sup>2</sup>, V. I. Tretyak<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>University of Oxford, Department of Physics, Oxford, UK

<sup>2</sup>Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv

During the past decade there has been a continuous increase of research activity into new scintillation materials for use in crystalline cryogenic phonon-scintillation detectors (see e.g. [1] and references therein). These detectors combine excellent energy resolution and low threshold with the ability to discriminate between different types of interactions (electron, alpha or neutron interactions). This renders them very attractive tools in experimental searches for dark matter and neutrinoless double beta decay [2 - 4]. Different scintillation targets are needed to address different experimental objectives, and therefore the characterization and optimization of potential scintillation materials suitable for low-temperature applications is important, especially for EURECA\*, where a multi-element target is planned for confirming a true dark matter signal. Zinc tungstate (ZnWO<sub>4</sub>) is in this regard a very promising scintillator material to search for double beta decay and dark matter.

lution of 10.7 % for the 662 keV  $\gamma$  line of <sup>137</sup>Cs was measured with the scintillator placed in a light collection set-up similar to that used by the CRESST dark matter search. Fig. 1 shows the pulse amplitude spectra measured with the ZnWO<sub>4</sub> scintillator.

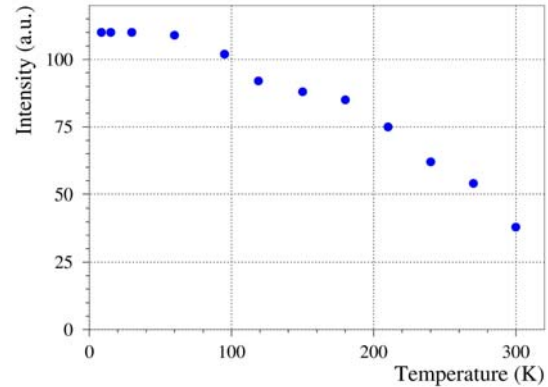


Fig. 2. Temperature dependence of the light output of the ZnWO<sub>4</sub> crystal scintillator.

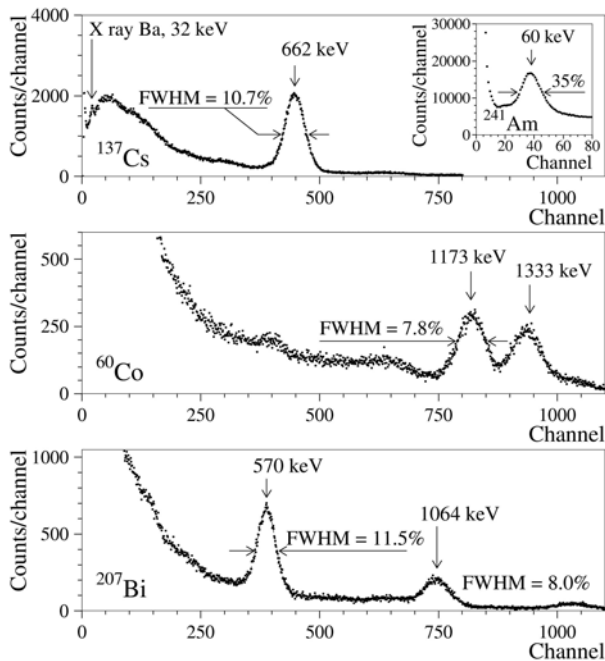


Fig. 1. Energy spectra of <sup>137</sup>Cs, <sup>241</sup>Am (inset), <sup>60</sup>Co, and <sup>207</sup>Bi  $\gamma$  rays measured for a ZnWO<sub>4</sub> scintillation crystal of hexagonal shape (H = 40 mm, D = 40 mm).

The scintillation properties of a zinc tungstate crystal, shaped as a hexagonal prism (height 40 mm, diagonal 40 mm) were determined. An energy reso-

The light output and decay kinetics of ZnWO<sub>4</sub> were examined over the temperature range 7 - 300 K (see Fig. 2 where the temperature dependence is presented) and confirmed to be competitive with those of CaWO<sub>4</sub>. The radioactive contaminations of the ZnWO<sub>4</sub> scintillator measured in the Solovina Underground Laboratory do not exceed 0.1 - 10 mBq/kg (depending on radionuclide). Monte Carlo simulations show that a hexagonal shape of the scintillation detector provides ~20 % better light output than a cylinder. Our study highlights the excellent feasibility of this ZnWO<sub>4</sub> scintillator for a cryogenic dark matter experiment.

The support of the group from the Institute for Nuclear Research (Kyiv, Ukraine) by the project “Kosmomikrofizyka” (Astroparticle Physics) of the National Academy of Sciences of Ukraine is gratefully acknowledged.

This work is accepted for publication in Nucl. Instrum. Methods A.

1. V. B. Mikhailik and H. Kraus, J. Phys. D, **39**, 1181 (2006).
2. A. Alessandrello *et al.*, Phys. Lett. B **420**, 109 (1998).
3. P. Meunier *et al.*, Appl. Phys. Lett. **75**, 1335 (1999).
4. S. Cebrián *et al.*, Astropart. Phys. **21**, 23 (2004).

\* European Underground Rare Event Calorimeter Array; www.eureca.ox.ac.uk

## DEVELOPMENT OF ENRICHED CADMIUM TUNGSTATE CRYSTAL SCINTILLATORS TO SEARCH FOR DOUBLE BETA DECAY PROCESSES IN $^{106}\text{Cd}$

P. Belli<sup>1</sup>, R. Bernabei<sup>1</sup>, R. S. Boiko<sup>2</sup>, V. B. Brudanin<sup>3</sup>, R. Cerulli<sup>4</sup>, F. A. Danevich<sup>2</sup>, S. d'Angelo<sup>1</sup>, A. E. Dossovitskiy<sup>5</sup>, B. V. Grinyov<sup>6</sup>, A. Incicchitti<sup>7</sup>, V. V. Kobychyev<sup>2</sup>, G. P. Kovtun<sup>8</sup>, A. L. Mikhlin<sup>5</sup>, V. M. Mokina<sup>2</sup>, L. L. Nagornaya<sup>6</sup>, S. S. Nagorny<sup>2</sup>, S. Nisi<sup>4</sup>, R. B. Podviyanyuk<sup>2</sup>, D. Prosperini<sup>7</sup>, A. P. Shcherban<sup>8</sup>, D. A. Solopikhin<sup>8</sup>, V. I. Tretyak<sup>2</sup>, I. A. Tupitsyna<sup>6</sup>, V. D. Virich<sup>8</sup>

<sup>1</sup>Dip. di Fisica, Universita' di Roma "Tor Vergata" and INFN, Rome, Italy

<sup>2</sup>Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv

<sup>3</sup>Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Russia

<sup>4</sup>INFN, Laboratori Nazionali del Gran Sasso, Assergi (AQ), Italy

<sup>5</sup>Joint Stock Company NeoChem, Moscow, Russia

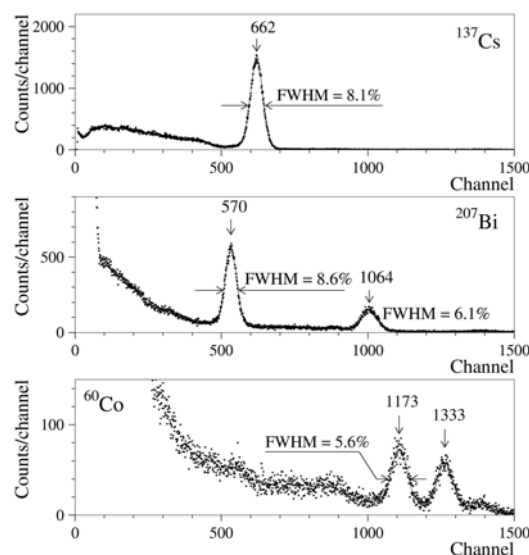
<sup>6</sup>Institute for Scintillation Materials, Kharkiv, Ukraine

<sup>7</sup>Dip. di Fisica, Universita' di Roma "La Sapienza" and INFN, Rome, Italy

<sup>8</sup>National Science Center "Kharkiv Institute of Physics and Technology", Kharkiv, Ukraine

One of the most sensitive  $2\beta$  decay experiments has been performed in the Solotvina Underground Laboratory with the help of enriched cadmium tungstate ( $^{116}\text{CdWO}_4$ ) crystal scintillators [1]. The half-life limit on  $0\nu 2\beta$  decay of  $^{116}\text{Cd}$  was set as  $T_{1/2} \geq \geq 1.7 \cdot 10^{23}$  yr at 90 % C.L., which corresponds to an upper bound on the effective Majorana neutrino mass  $\langle m_{\nu} \rangle \leq 1.7$  eV. This result is among the strongest world-wide restrictions on the neutrino mass. The experiment demonstrates important properties of  $\text{CdWO}_4$  crystals required for high sensitivity  $2\beta$  decay experiments: low level of intrinsic radioactivity, good scintillation characteristics, pulse-shape discrimination ability, low cost, and stability of operation. Another application of  $\text{CdWO}_4$  scintillating crystals is search for double  $\beta$  processes in  $^{106}\text{Cd}$ . One of the highest for  $2\beta^+$  nuclides value of  $Q_{2\beta} = 2770$  keV allows three modes of decay:  $2\beta^+$  (decay with emission of two positrons),  $\epsilon\beta^+$  (electron capture with emission of positron) and  $2\epsilon$  (double electron capture).

R&D of cadmium tungstate crystal scintillators enriched in  $^{106}\text{Cd}$  is in progress with aim to realize an experiment to search for double beta processes in  $^{106}\text{Cd}$ . Samples of cadmium (with natural isotopic composition and enriched in  $^{106}\text{Cd}$ ) were purified by vacuum distillation to the level of purity 99.999 %. Cadmium tungstate compounds (natural and enriched) to grow  $\text{CdWO}_4$  crystals were synthesized from solutions. Contamination of the cadmium samples and synthesized compounds were checked by mass spectrometry as satisfactory for crystal growing.  $\text{CdWO}_4$  crystal boule was grown by Czochralsky method from the natural cadmium tungstate compound. The total losses of cadmium on the stages of purification, raw material synthesis, crystal growth and scintillator production do not exceed 4 %. An excellent energy resolution  $\text{FWHM} = 8.1\%$  was measured by  $\varnothing 22 \times 29$  mm  $\text{CdWO}_4$  scintillator for 662 keV  $\gamma$  quanta of  $^{137}\text{Cs}$  source (see Figure).



Energy spectra of  $^{137}\text{Cs}$ ,  $^{207}\text{Bi}$  and  $^{60}\text{Co}$   $\gamma$  quanta measured by  $\text{CdWO}_4$  scintillation crystal. Energies of  $\gamma$  lines are in keV.

As a next step we intend to grow enriched in  $^{106}\text{Cd}$   $\text{CdWO}_4$  crystal scintillator in the Nikolaev Institute of Inorganic Chemistry SB RAS (Novosibirsk, Russia).

The support of the group from the Institute for Nuclear Research (Kyiv, Ukraine) by the project "Kosmomikrofizyka" (Astroparticle Physics) of the National Academy of Sciences of Ukraine is gratefully acknowledged.

Preliminary results of this work are published in [2].

1. F. A. Danevich *et al.*, Phys. Rev. C **68**, 035501 (2003).
2. P. Belli *et al.*, preprint of the Rome 2 University ROM2F/2008/17 (2008).

POSSIBLE SEARCH FOR SOLAR  $^{57}\text{Fe}$  AXIONS WITH THE TGV SET-UP

F. A. Danevich, V. I. Tretyak

*Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv*

Axion is a hypothetical particle suggested to solve the so-called strong CP problem in QCD [1]. If it exists, the Sun can be intensive source of axions. Their energy spectrum consists of a continuous part from transformation of  $\gamma$  quanta to axions in electromagnetic fields inside the Sun due to the Primakoff effect, and of quasimonoenergetic lines related with de-excitation of excited levels of nuclei present in the Sun. These levels can be populated in nuclear reactions or in thermal excitations of nuclei. Axions can be emitted instead of  $\gamma$  quanta in nuclear magnetic transitions with probability which depends on the axion mass. Expected flux of axions from de-excitation of the first excited level of  $^{57}\text{Fe}$  ( $E_{\text{exc}} = 14.4$  keV) was calculated in [2].

A new method to search for quasimonoenergetic axions was proposed in [3]: if resonant conditions are fulfilled, such an axion can be absorbed by corresponding level of identical isotope on the Earth. Particles emitted in the subsequent de-excitation process ( $\gamma$  quanta, X rays, conversion electrons) can be observed with a proper detector located near the sample (or containing nuclei under investigation).

To-date, the process of de-excitation of  $^{57}\text{Fe}$  nuclei on Earth after possible capture of the solar  $^{57}\text{Fe}$  axions was not observed, and only limits on axion mass were derived as  $m_a < 216 - 745$  eV. Si detectors and thin samples of Fe, enriched in  $^{57}\text{Fe}$  to 80 - 95.8 %, were used in experiments [4]; total mass of Fe was in the range of 16.5 - 322 mg. All the experiments were performed on the Earth level.

Below we propose to use the TGV set-up [5] installed deep underground in the Modane Underground Laboratory (France; equivalent depth 4800 m w.e.) to search for  $^{57}\text{Fe}$  solar axions; we estimate sensitivity of such an experiment to the axion mass.

The TGV detector consists of 32 HP Ge detectors (16 pairs; sensitivity area  $\varnothing 51 \times 6$  mm); 16 targets of  $^{57}\text{Fe}$  can be installed between them. Sensitivity of experiment is related with maximally achieved value of the product  $\epsilon N_{57}$ , where  $\epsilon$  is the efficiency of detection of the 14.4 keV peak, and  $N_{57}$  is number of  $^{57}\text{Fe}$  nuclei in the sample. Calculation of efficiencies  $\epsilon$  and values of  $\epsilon N_{57}$  [6] showed that the  $\epsilon N_{57}$  values grow slowly after thickness of  $^{57}\text{Fe}$  sample  $\sim 50$   $\mu\text{m}$  is reached. Diameter of the sample was supposed as 5.1 cm; with thickness of 50  $\mu\text{m}$  it contains  $8.49 \times 10^{21}$  nuclei of  $^{57}\text{Fe}$  (supposing 100 % enrichment) giving  $\epsilon N_{57} = 7.0 \cdot 10^{20}$  for 1 HP Ge detector.

Number of  $\gamma$  quanta registered by HP Ge detector is related with the axion mass as [4]:

$$S = \epsilon N_{57} \cdot t \cdot 4.5 \cdot 10^{-33} \cdot m_a^4 / (1 + \alpha), \quad (1)$$

where  $t$  is time of measurements (s), axion mass is in eV, and  $\alpha$  is a conversion coefficient (for 14.4 keV line  $\alpha = 8.56$ ). Thus axion mass is equal:

$$m_a = 2.15 \cdot 10^8 \cdot [S / (\epsilon N_{57} \cdot t)]^{1/4} \quad (2)$$

(if the 14.4 keV peak is not observed, we should use instead of  $S$  limit on the peak area  $S_{\text{lim}}$  which is determined by background rate of the detector).

Realistic value of sensitivity to the axion mass could be obtained supposing 8 samples of  $^{57}\text{Fe}$  with 80 % enrichment (other 8 samples could be used for simultaneous measurement of background with natural Fe which contains  $^{57}\text{Fe}$  with abundance of 2.2 %) and thickness of 70  $\mu\text{m}$ ; this gives 9.0 g of total  $^{57}\text{Fe}$  mass. The background rate of the TGV detector in experiment to search for  $2\beta$  processes in  $^{106}\text{Cd}$  [5] was equal  $\sim 10^2$  counts/0.1 keV during 903 h. Supposing the 14.4 peak width of 1 keV, number of counts in a proper energy window will be  $10^4$  during 1 yr, and  $S_{\text{lim}} \approx 160$ . Using for efficiency value of  $2\epsilon$  (because of 2 HP Ge detectors in pair), it gives:

$$m_a \leq 33 \text{ eV}. \quad (3)$$

In conclusion, it was shown that in measurements with the TGV detector of  $\sim 10$  g Fe enriched in  $^{57}\text{Fe}$  to 80 % during 1 yr, limit on axion mass  $m_a \leq 33$  eV could be achieved. This value is near one order of magnitude better than the published to-date limits  $m_a < 216 - 745$  eV [4].

1. G. G. Raffelt, J. Phys. A **40**, 6607 (2007); G. G. Raffelt, *Stars as Laboratories for Fundamental Physics* (University Chicago Press, 1996); A. Ljubicic, Rad. Phys. Chem. **74**, 443 (2005).
2. W. C. Haxton and K. Y. Lee, Phys. Rev. Lett. **66**, 2557 (1991).
3. S. Moriyama, Phys. Rev. Lett. **75**, 3222 (1995).
4. M. Krcmar *et al.*, Phys. Lett. B **442**, 38 (1998); A. V. Derbin *et al.*, JETP Lett. **85**, 12 (2007); T. Namba, Phys. Lett. B **645**, 398 (2007).
5. V. B. Brudanin *et al.*, Izv. Russian AS, ser. fiz. **70**, 275 (2006).
6. F. A. Danevich, V. I. Tretyak, LPD note 2/2008 (2008).

NUCLEAR EFFECTS OF CHARMONIUM PRODUCTION  
IN 920 GeV FIXED TARGET PROTON-NUCLEUS COLLISIONS

HERA-B Collaboration<sup>1</sup>

V. E. Aushev<sup>1,2</sup>, S. V. Prystupa<sup>1,2</sup>, V. M. Pugatch<sup>1,2</sup>, Yu. V. Pylypchenko<sup>1,2</sup>, Yu. O. Vassiliev<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>DESY, Hamburg, Germany

<sup>2</sup>Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv

HERA-B has performed the first determination of the nuclear dependence of  $J/\psi$  production for negative  $x_F$  in proton-nucleus collisions [1]. The data were obtained in collisions of protons from 920 GeV HERA proton beam with carbon, titanium and tungsten targets. The  $J/\psi$  mesons are observed in both dilepton decay channels. The comparison of di-muon and di-electron channels affords some additional control over systematic uncertainties arising from triggering and selection procedures.

The dependence of the  $J/\psi$  production cross-section on atomic mass number ( $A$ ) can be approximated by a power law:

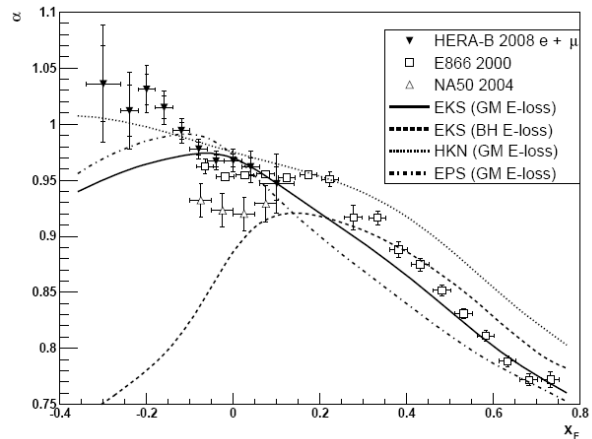
$$\sigma_{pA} = \sigma_{pN} * A^\alpha,$$

where  $\sigma_{pN}$  is the proton-nucleon cross-section and  $\alpha$ , the “suppression” parameter, characterizes the nuclear dependence. Pure hard scattering in the absence of any nuclear effects would correspond to  $\alpha$  equal unity. A suppression of  $J/\psi$  production would lead to  $\alpha < 1$  while an enhancement would be signaled by  $\alpha > 1$ . Usually  $\alpha$  is described as a function of Feynman variable  $x_F$  and momentum transverse  $p_T$ .

Previous measurements at E866 (Fermilab) [2] and NA50 (CERN) [3] indicate that  $\alpha$  is  $\sim 0.95$  at  $x_F \sim 0$  and decreases to  $\sim 0.65$  as  $x_F$  approaches unity [3]. The results presented here provide a first measurement extending into the negative part of Feynman- $x$  spectrum. The dependences of the nuclear suppression parameter  $\alpha$  on  $p_T$  and  $x_F$  were determined. The measurement covers the kinematic range  $-0.34 < x_F < 0.14$  and  $p_T < 5.4$  GeV/c. The measured  $dN/dp_T$  distribution is seen to become broader with increasing atomic mass number of the target as has already been observed by experiments

at lower center-of-mass energies. [2, 3]. The data indicates that  $dN/dx_F$  distribution also tends to become broader and that its center moves towards negative  $x_F$  values with increasing mass number  $A$ .

Figure presents HERA-B data alongside with data from experiments at FERMILAB (E866, 2000) and CERN (NA50, 2004) in comparison with different theoretical models (EKS, EPS and HKN).



Parameter  $\alpha$  as a function of  $x_F$ , measured by HERA-B (filled triangles), E866 (empty squares) and NA50 (empty triangles). Curves - theories (see text).

HERA-B data (filled triangles) show that  $\alpha$  increases with decreasing  $x_F$  and suggests enhanced  $J/\psi$  production for  $x_F < -0.1$ . The measurements of HERA-B are qualitatively compatible with the reggeon-inspired model [4].

1. HERA-B Collaboration, Preprint DESY-08-180, 2008, 17 p.
2. M. J. Leitch *et al.*, Phys.Rev. Lett. **84**, 3256 (2000).
3. B. Alessandro *et al.*, (NA 50 Collaboration), Eur. Phys. J. C **33**, 31 (2004).
4. K. G. Boreskov and A. B. Kaidalov, JETP Lett. D **77** (2003).

## ТЕСТУВАННЯ КРЕМНІЄВИХ СЕНСОРІВ ДЛЯ ЕКСПЕРИМЕНТУ ПО ДОСЛІДЖЕННЮ СТИСНУТОЇ БАРІОННОЇ МАТЕРІЇ

М. С. Борисова<sup>1</sup>, В. О. Кива<sup>1</sup>, А. О. Лиманець<sup>1,2</sup>, В. М. Міліція<sup>1</sup>, В. М. Пугач<sup>1</sup>, Й. М. Хойзер<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

<sup>2</sup>Центр по дослідженням з важкими іонами (GSI), Дармштадт, Німеччина

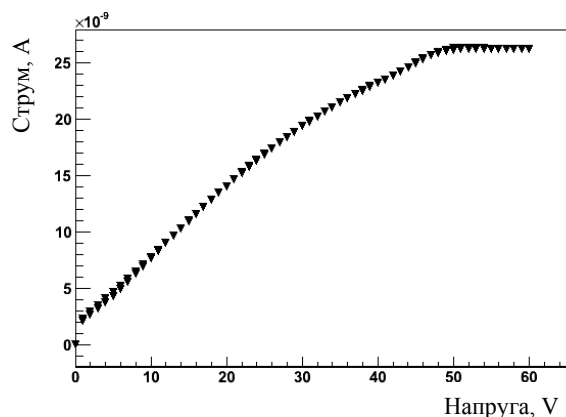
Експеримент по дослідженню стиснутої баріонної матерії (CBM - Compressed Baryonic Matter) на майбутньому комплексі прискорювачів FAIR досліджуватиме фазову діаграму ядерної речовини в області високих баріонних густин та помірних температур [1]. Для дослідження рідких сигналів необхідна висока інтенсивність взаємодії (до 10 МГц), що висуває суворі вимоги до конструкції детектора та системи накопичення даних у зв'язку з високою множинністю треків заряджених частинок (до 1000 треків на подію у центральних зіткненнях іонів золота при енергії зіткнень у системі центра мас 25 GeV/нуклон).

Розробляється кремнієва трекова система (КТС) для реконструкції треків заряджених частинок із високою роздільною здатністю по координаті та імпульсу [2]. Дизайн КТС включає вісім трекових станцій загальною площею до 3,2 м<sup>2</sup>, розміщених у дипольному магніті. Станції розташовані в області між 30 та 100 см за мішенню та покривають полярний кут від 25 до 250 мрад. Вони складаються із модулів на основі двосторонніх мікростріпових детекторів, сигнали з яких відводяться через мікрокабелі до зчитувальної електроніки, розташованої поза апертурою детектора.

Прототипи детекторів були розроблені у співпраці з Інститутом мікросенсорів (Ерфурт, Німеччина). Сенсори були виготовлені на кремнієвих пластинах товщиною 285 мкм та діаметром 4" із використанням кремнію n-типу з питомим опором 5 кОм · см. Детектори, що тестувалися мали по 256 стріпів із кожного боку, розміщених із кроком 50,7 мкм.

Для вимірювання електричних властивостей окремих каналів детектора була розроблена та виготовлена тестова плата. Плата дозволяє прикладати напругу зміщення до детектора та зчитувати по 32 стріпа з кожного боку. Сигнали зі стріпів виводяться на ERNI конектор, сумісний із зчитувальною електронікою на основі чіпа n-XUTER. В отвір у центрі плати було вмонтовано кремнієвий сенсор розміром (15,6 × 15,6) мм<sup>2</sup> за допомогою клею STAYSTIK та потім під'єднано до плати із використанням ультразвукового приварювання.

Перші дослідження детекторів було виконано за допомогою системи перевірки якості напівпровідникових приладів KEITHLEY 4200-SCS. Детектори у світлонепроникному ящику були зміщені у зворотному напрямку до 50 В для вимірювання вольт-амперної характеристики (рисунки). При збільшенні напруги струм зростає пропорційно до  $\propto \sqrt{U}$  ( $U$  – напруга зміщення) по мірі того, як збіднена зона проникає вглиб детектора та досягає насичення після того, як була досягнута напруга повного збіднення. Струм насичення величиною  $\approx 26$  нА та напруга повного збіднення  $\approx 50$  В свідчать про те, що загальні характеристики детектора знаходяться в очікуваному діапазоні.



Вольт-амперна характеристика кремнієвого мікростріпового детектора при зворотному зміщенні.

Окремі канали детектора було перевірено шляхом спостереження сигналів від  $\alpha$ -джерела <sup>226</sup>Ra та  $\beta$ -джерела <sup>90</sup>Sr з використанням дискретного попереднього підсилювача. Також кожен канал був випробуваний на предмет якості ізоляції між стріпом, утвореним імплантованими домішками, та металеву контактною площадкою.

Сенсори, відібрані у ході описаної вище процедури, продемонстрували очікувану поведінку у ході перевірки на пучку протонів з енергією 2.3 GeV у GSI (Дармштадт, Німеччина) та ІФВЕ (Протвіно, Росія).

1. P. Senger, CBM Collaboration, Phys. Part. Nucl. Lett. (2007).
2. J. M. Heuser *et al.*, Nucl. Instrum. Methods A **568**, 258 (2006).

## ЗАСТОСУВАННЯ MEDIPIX2 ДЛЯ ДОСЛІДЖЕННЯ ІОННИХ ПУЧКІВ

А. В. Чаус<sup>1</sup>, В. М. Пугач<sup>1</sup>, О. С. Ковальчук<sup>1</sup>, О. В. Охріменко<sup>1</sup>, В. М. Єрмоєнко<sup>2</sup>,  
С. М. Хоменко<sup>2</sup>, М. Кемпбелл<sup>3</sup>, Л. Тлустос<sup>3</sup>, Д. Манєвський<sup>4</sup>, В. О'Ші<sup>4</sup>

<sup>1</sup>Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

<sup>2</sup>Інститут прикладної фізики НАН України, Суми

<sup>3</sup>ЦЕРН, Женева, Швейцарія

<sup>4</sup>Університет Глазго, Великобританія

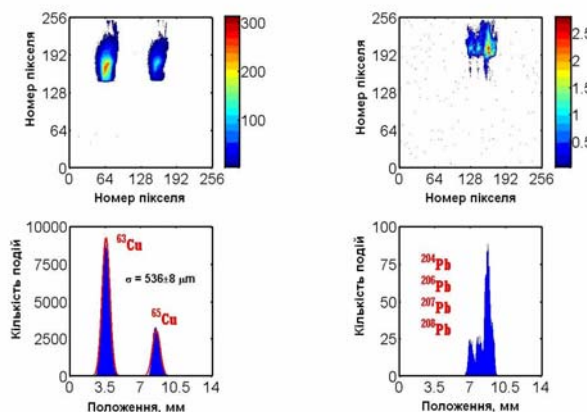
Багатьом галузям науки та техніки (мікробіологія, медицина, дослідження космосу, спостереження за навколишнім середовищем тощо) необхідні пристрої, що дають змогу спостерігати велику кількість параметрів у режимі реального часу. Одним із детекторів, який відповідає цим вимогам, є детектор Medipix2. У даній роботі розглядається використання детектора в мас-спектрометрії.

Були проведені детальні дослідження властивостей системи Medipix2/Timerix [1] на лазерному мас-спектрометрі ІПФ НАНУ (м. Суми). Детектор установили у фокальну площину мас-спектрометра з магнітним аналізатором та джерелом іонів на основі лазерної іонізації.

Було одержано залежність функції відгуку Medipix2 від енергії іонів, інтенсивності іонного пучка, положення іонного пучка на поверхні детектора.

Виміряно за допомогою Medipix2 масові спектри [2] танталу, алюмінію, міді, олова, ванадію, цинку та свинцю. Одержані результати узгоджуються з табличними даними.

На відміну від усіх існуючих систем реєстрації іонів, що використовуються в мас-спектрометрії, детектор Medipix2 дозволяє отримати двовимірну картинку розподілу пучків іонів у фокальній площині («електронна фотоплатівка»). Для прикладу на рисунку показано спектр мас-ізоотопів міді та свинцю.



Спектри мас іонів, зареєстрованих MEDIPIX2.

Попередні результати досліджень мікрочіпів-інтеграторів MEDIPIX2, застосованих уперше у світовій практиці для цілей мас-спектрометрії, свідчать про значний потенціал приладів такого типу («електронна фотоплатівка»), що надають можливість відтворити зображення іонного розподілу у фокальній площині мас-спектрометра в реальному часі виміру.

1. M. Campbell *et al.*, IEEE Trans. Nucl. Sci. **45**, 751 (1998).
2. M. Campbell, L. Tlustos, D. Maneuski *et al.*, *MEDIPIX-2 Imaging Isotopes at the focal plane of the laser mass-spectrometer* in MEDIPIX Collaboration Meeting, CERN, Geneva, 26 - 27 Nov., 2008.

## МІКРОСТРІПОВИЙ МЕТАЛЕВИЙ ДЕТЕКТОР

О. С. Ковальчук, В. М. Пугач, О. В. Михайленко, В. О. Кива

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

Мікροстріповий металевий детектор (ММД) розроблено в Інституті ядерних досліджень НАН України та призначено для визначення профілю та положення пучків заряджених частинок або рентгенівського випромінювання й має такі переваги: мала товщина детектуючого матеріалу (1 - 2 мкм); низька робоча напруга (до 20 В); висока радіаційна стійкість (кілька гігарад); висока просторова роздільна здатність (20 мкм тепер та до 1 мкм у майбутньому).

В основі принципу дії ММД є явище вторинної електронної емісії (ВЕЕ). Заряджені частинки чи фотони синхротронного випромінювання, проходячи крізь стріп (тонка металева смужка товщиною 1 мк, шириною 20 мк), викликають у ньому ВЕЕ. Емітовані вторинні електрони (ЕВЕ) прискорюються електричним полем, утворюваним навколо стріпів. Відомо, що вторинні електрони мають енергію близько 50 еВ, тому немає потреби створювати потужне електричне поле. Робоча напруга ММД всього 20 В. Також відомо, що в явищі ВЕЕ головну роль відіграє приповерхневий шар металу завтовшки кілька десятків нанометрів (10 - 50 нм) [1], це дозволяє створювати надтонкі детектори без втрат по чутливості. Утворений у стріпі внаслідок ВЕЕ позитивний заряд реєструється та після відповідної обробки передається до комп'ютера для спостережень в реальному часі.

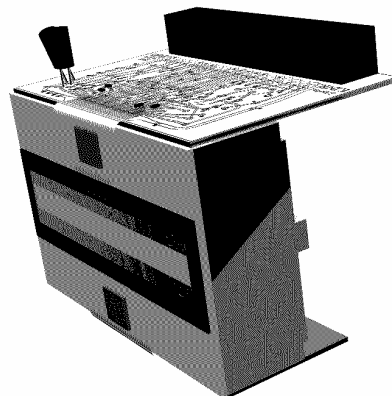
ММД був успішно випробуваний на пучках альфа-частинок 32 МеВ в Інституті Макса Планка (Хайдельберг, Німеччина) та на пучках синхротронного випромінювання 20 кеВ у дослідницькому центрі DESY (Гамбург, Німеччина) [2, 3]. Ці дослідження показали можливість вести неруйнівне спостереження за змінами інтенсивності чи профілю пучків з точністю до 20 мкм (у вакуумі).

Були проведені дослідження ММД на лазерному магнітному мас-спектрометрі Інституту прикладної фізики НАН України (м. Суми).

Попередні дослідження роботи ММД як реєструючого пристрою мас-спектрометра показали перспективність застосування ММД для цілей мас-спектрометрії.

Ураховуючи вимоги до реєструючої системи мас-спектрометра, ведеться розробка нового дизайну ММД та відповідно системи зчитування, що дасть змогу в повній мірі конкурувати з детекторами, які на цей час використовуються в мас-спектрометрах.

На теперішній час виготовлено ММД-1024 із 1024 стріпами (нікель).



ММД для мас-спектрометрії.

Товщина стріпів 2 мк, ширина – 40 мк, крок – 60 мк (відповідно до кроку зчитувальної електроніки). Виготовлено всі елементи системи зчитування даних з ММД-1024 на основі мікросіпкової електроніки, 128-каналних (0,8 мкм CMOS) зарядово-чутливих попередніх підсилювачів (VA-SCM3, GAMMA-MEDIA, Oslo) із паралельно-последовним зчитуванням даних до персонального комп'ютера. Підготовлено до досліджень ММД-1024 (256 стріпів у його центральній частині) сполучений із двома мікросіпами VA-SCM3. Наразі ведеться тестування системи зчитування даних та підготовка до вимірювань на мас-спектрометрі.

1. E. J. Sternglass, Phys. Rev. **108**, 1 (1957).
2. N. van Bakel *et al.*, *The Beetle reference manual, Version 1.0*, LHCb Note 2001-046 (2001).
3. V. Pugatch *et al.*, in *Proc. DIPAC* (Lyon, France, 2005), p. 18.



## СИСТЕМА РАДІАЦІЙНОГО МОНІТОРИНГУ КРЕМНІЄВОГО ТРЕКЕРА ЕКСПЕРИМЕНТУ LHCb

О. Ю. Охріменко<sup>1</sup>, В. М. Пугач<sup>1</sup>, В. М. Яковенко<sup>1,2</sup>,  
М. С. Борисова<sup>1</sup>, В. О. Кива<sup>1</sup>, О. С. Ковальчук<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ  
<sup>2</sup>LAL, Орсе, Франція

Система радіаційного моніторингу (СРМ) внутрішнього трека (ВТ) експерименту LHCb необхідна для контролю за дозовими навантаженнями на кремнієві сенсори ВТ. СРМ виготовлена на основі металевих фольгових детекторів (МФД), розроблених в ІЯД НАН України. [1, 2].

За 2008 р. було встановлено 4 модуля СРМ ВТ (535 × 147 × 10 мм), що мають по сім сенсорів кожний (75 × 110 мм), на ІТ-2 станції експерименту LHCb. Також на ІТ-2 станції було встановлено дві патч-панелі з RC-фільтрами (R = 1 МОм, C = 1 мкФ). У бункері та "Counting Room" було встановлено NIM-крейт зі зчитувальною електронікою (шість зарядових інтеграторів (ЗІ)) та VME-крейт із 32-канальним LVDS-лічильником відповідно. Для СРМ використовуються ЗІ з конверсійним фактором 100 Гц на 1 пА. ЗІ оснащені перетворювачем "напруга - частота", тому на виході ми маємо LVDS-сигнал з частотою, пропорційною струмові на вході ЗІ. На вхід ЗІ подається базовий струм 250 пА (~25 кГц) як базова лінія.

Також виконана робота по реалізації системи зчитування СРМ (рис. 1).



Рис. 1. Система зчитування СРМ ВТ експерименту LHCb.

Було написано програмне забезпечення на основі PVSS II для дистанційного керування та відображення даних СРМ на пульті керування LHCb і для впровадження даних з СРМ до даних LHCb експерименту.

Після реалізації системи зчитування та написання програмного забезпечення було здійснено запуск СРМ з пульта керування LHCb і проведено моні-

ринг базової лінії з усіх сенсорів. Як видно з рис. 2 (у центральній його частині) 25 з 28 сенсорів мають відгук ~25 кГц (цифри під стовпчиками), що відповідає базовій лінії. Це вказує на однорідність роботи СРМ. Тільки три сенсори мали інший відгук – не працювали.



Рис. 2. Фото монітора з пульта керування експерименту LHCb.

Отже можемо зробити висновок, що близько 90 % СРМ працює відповідно до технічних вимог.

Планується проведення робіт по налаштуванню трьох непрацюючих сенсорів та калібруванню СРМ від джерела іонізуючого випромінювання, а також виконати перехід до зчитувальної електроніки на базі мікросіпа TERA8.

Перший експеримент на LHCb у режимі зіткнення протонів заплановано на літо 2009 р. СРМ буде використовуватися з перших днів експерименту для моніторингу радіаційного навантаження на детекторні системи.

1. The LHCb Collaboration, *LHCb Technical Design Report*, CERN/LHCC 2003-030, LHCb TDR 9, Sep 9<sup>th</sup>, 2003.
2. V. Pugatch *et al.*, *Radiation Monitoring System for the LHCb Inner Tracker*, LHCb Note 2007-062.



## КРЕМНІЄВИЙ ТРЕКЕР ДЛЯ ЕКСПЕРИМЕНТУ ПО ДОСЛІДЖЕННЮ СТИСНУТОЇ БАРІОННОЇ МАТЕРІЇ

М. С. Борисова<sup>1</sup>, В. О. Кива<sup>1</sup>, А. О. Лиманець<sup>1,2</sup>,  
В. М. Міліція<sup>1</sup>, О. Ю. Охріменко<sup>1</sup>, В. М. Пугач<sup>1</sup>, Й. М. Хойзер<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

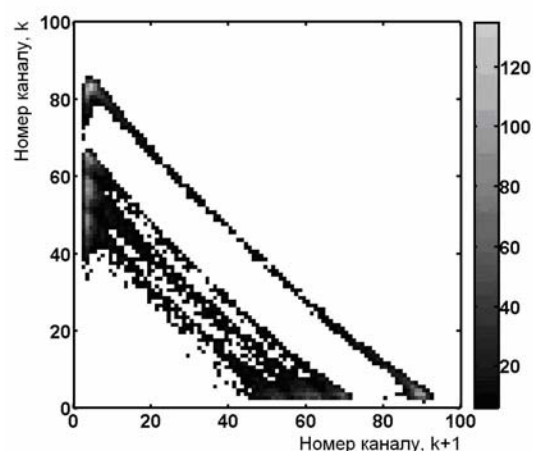
<sup>2</sup>Центр по дослідженнях з важкими іонами (GSI), Дармштадт, Німеччина

Експеримент по дослідженню стиснутої баріонної матерії (СВМ - Compressed Baryonic Matter) – це дослідницька програма на базі прискорювача з фіксованою мішенню SIS-300, запланованого на майбутньому обладнанні для антипротонних та іонних досліджень в GSI [1]. Він розробляється для досліджень зіткнень важких іонів з фіксованою мішенню при енергіях пучка від 10 до 45 GeV на нуклон.

Кремнієвий трекер (КТ) [2, 3] – основа детекторної системи СВМ, що призначена для визначення треків заряджених частинок, вершин розпадів та вимірювання імпульсів частинок з високою роздільною здатністю  $\Delta p/p \approx 1\%$  при 1 GeV/c. Така точність є необхідною умовою для визначення мас продуктів з високою роздільною здатністю та вимагає створення дуже тонкої детекторної системи з можливістю зчитування даних із частотою до 10 МГц. У рамках проекту СВМ в ІЯД НАН України для трекерних станцій ведеться розробка прототипу детекторного модуля на основі двосторонніх кремнієвих мікростріпових сенсорів. Модуль розділено на декілька секторів різної довжини, які складаються або з одного сенсора з короткими стріпами (1 - 5 см), або з групи послідовно сполучених сенсорів для досягнення значної довжини стріпів (до 50 см). Аналогові сигнали зі стріпа кожного сенсора зчитуються окремо на кожній стороні модуля за допомогою тонких довгих плоских кабелів та передаються до зчитувальної електроніки на периферію детекторних станцій, де буде розташоване допоміжне обладнання та охолоджувальна техніка, і далі - у систему накопичення та обробки даних експерименту СВМ.

Для дослідження якості виготовлення детекторів та модулів КТ в ІЯД НАН України була створена 8-канальна тестова установка на основі дискретної електроніки. Тести було проведено з прототипами сенсорів СВМ01-B1, СВМ01-B2 та СВМ01. Для тестувань було використано лазерне та радіоактивне ( $^{226}\text{Ra}$ ) випромінювання. Приклад для  $^{226}\text{Ra}$  наведено на рисунку, де представлено двовимірний спектр альфа-частинок  $^{226}\text{Ra}$ ,

виміряний на збігах в парі сусідніх стріпів кремнієвого сенсора СВМ01-B2 (міжстріповий проміжок). Міжстріповий проміжок дозволяє встановити функціонування обох стріпів, досліджувати явище розподілу заряду між сусідніми стріпами [4], визначити напругу повного зміщення, моніторувати геометричну однорідність стріпів і т. ін.



Двовимірний спектр альфа-частинок ( $^{226}\text{Ra}$ ), виміряний на збігах парю сусідніх стріпів кремнієвого сенсора СВМ01-B2.

Основні висновки:

1. Представлено дизайн прототипу модуля кремнієвого мікροстріпового детектора, що може слугувати як конструкційний блок КТ детектора СВМ.
2. Досліджено характеристики трьох типів СВМ01 сенсора використанням радіоактивних джерел та лазерного випромінювання. Установлено деякі відхилення в функціонуванні сенсорів при різних напругах зміщення.

1. I. Augustin, T. W. Beier, K. Berghöfer *et al.*, GSI Report 2006-1, 1 (2006)
2. J. M. Heuser, W. F. J. Muller, P. Senger *et al.*, Czech. J. Phys. **55**, 1649 (2005).
3. J. M. Heuser, M. Deveaux, C. Müntz, and J. Stroth, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A **568**, 258 (2006).
4. A. B. Rosenfeld, Yu. N. Pavlenko, Yu. O. Vasiliev *et al.*, Nucl. Instrum. Methods. A **326**, 234 (1993).

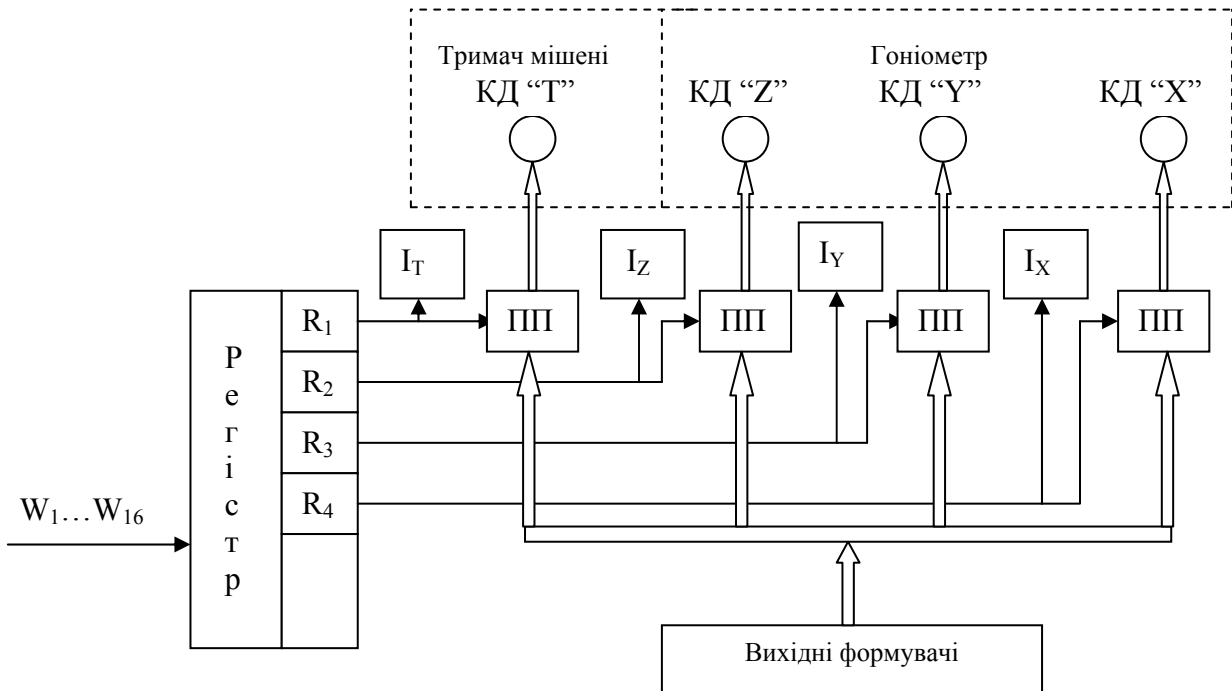
## КЕРУВАННЯ МАНІПУЛЯТОРОМ МІШЕНІ В ЕКСПЕРИМЕНТАХ НА ПРИСКОРЮВАЧІ

М. В. Арцимович, І. О. Мазний, В. І. Сорока

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

Розроблено нову систему дистанційного керування маніпулятором мішені в експериментах на прискорювачі [1]. Маніпулятор включає трьохосний гоніометр і тримач мішені. Апаратне забезпечення керування здійснюється за допомогою модифікованого модуля керування кроковим

двигуном (МККД) у стандарті КАМАК. Модифікований модуль розраховано на роботу з чотирма кроковими двигунами (КД), замість одного [2]. На рисунку показано зміни, які внесено в структурну схему МККД.



Структурна схема модуля керування кроковими двигунами.

Укажемо на ці зміни. З використанням нової елементної бази було розроблено, виготовлено й розміщено на платі стандартного блока МККД чотири підсилювачі потужності (ПП), кожен з яких навантажено обмотками КД. У нашому випадку це чотирифазні КД з чотиритактною системою комутації. Підсилювачі підключено до вихідних формувачів імпульсів модуля в стандарті КАМАК. З метою організації роботи крокових двигунів використано частину розрядів регістра періоду (швидкості обертання КД). Регістр періоду розділено на дві підгрупи. До першої підгрупи віднесено чотири нижчі розряди регістра ( $W_1 \dots W_4$ ). Виходи ( $R_1 \dots R_4$ ) з цієї підгрупи регістра вмикають або вимикають підсилювачі потужності приводів КД "Т", КД "Z", КД "Y" та КД "X". Ці ж сигнали подаються на відповідні

індикатори (І). Вищі розряди регістра періоду ( $W_5 \dots W_{16}$ ) виконують своє початкове призначення.

Розроблено програмне забезпечення керування цим модулем. Систему випробувано в реальних умовах експерименту на прискорювачі ЕПГ-10 ІЯД НАН України. Випробування показали її працездатність. Заплановано нові експерименти по дослідженню та використанню орієнтаційних ефектів при взаємодії заряджених частинок з кристалами [3].

1. М. В. Арцимович, І. О. Мазний та В. І. Сорока, Ядерна фізика та енергетика № 2 (24), 100 (2008).
2. M. V. Artsimovich, I. F. Mogilnik, and V. I. Soroka, Preprint KINR No. 97-8 (1997).
3. V. I. Soroka, Ukr. J. Phys. **49** (9), 911 (2004).

**АВТОМАТИЗОВАНА СИСТЕМА ВИМІРЮВАНЬ НЕЙТРОННИХ ПАРАМЕТРІВ ПІДКРИТИЧНИХ ЯДЕРНИХ МАТЕРІАЛІВ**

**Ф. Н. Березін, А. П. Войтер, В. М. Павлович, В. О. Кісурін, І. О. Мазний, О. М. Ковальов, М. І. Доронін**

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

Ядерна безпека скупчень ядерних матеріалів (зупинені реактори, сховища відпрацьованого та свіжого палива, тощо) визначається коефіцієнтом розмноження нейтронів. Вимірювання на конкретних об'єктах ("Укриття", СВЯП реактора ВВР-М) показали необхідність вдосконалення створеної раніше в ІЯД НАН України апаратурно-методичної системи вимірювання коефіцієнта розмноження нейтронів з метою підвищення роздільної здатності та інформативності вимірювань, а також збільшення стійкості до дії перешкод. Для цього розроблено нову автоматизовану систему вимірювань нейтронних параметрів підкритичних ядерних матеріалів, архітектура якої представлена на рис. 1.

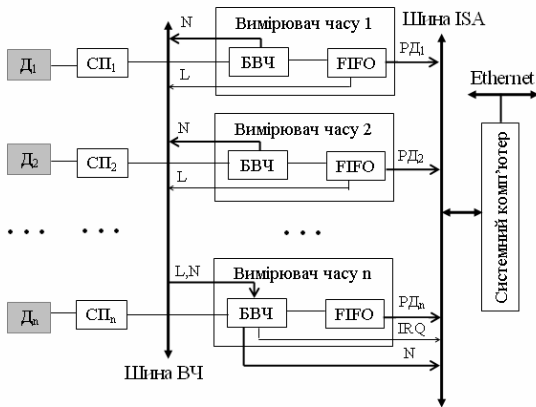


Рис. 1. Архітектура вимірювальної системи.

Система скомпонована на основі n нових прецизійних блоків вимірювання часу (рис. 2), з яких один (n-й) є головним, що зроблено з метою мінімізації кількості ліній переривання, які подаються на системний комп'ютер. Вимірювачі часу об'єднані двома шинами – шиною ВЧ для передачі до головного блока сигналу половинного заповнення пам'яті L та коду номера блока N, і шиною ISA для взаємодії блоків з системним комп'ютером.

Сигнали від детекторів нейтронного випромінювання  $D_1, D_2, \dots, D_n$  після підсилення спектрометричними підсилювачами  $СП_1, СП_2, \dots, СП_n$  фіксуються відповідними вимірювачами часу. Кожен імпульс маркується з точністю до 10 нс часом його появи на вході вимірювача часу, і код цього часу записується в пам'ять типу FIFO. Після половинного заповнення об'єму пам'яті вимі-

рювачем часу генерується сигнал L. Головний блок вимірювача часу, отримавши сигнал L від будь якого з підпорядкованих вимірювачів часу,

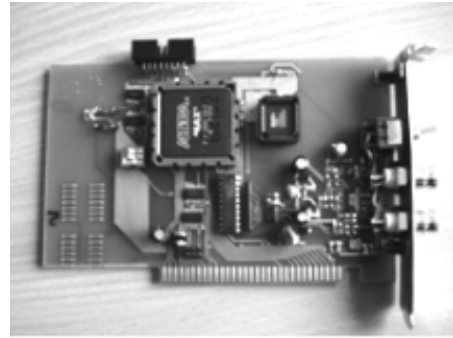


Рис. 2. Прецизійний вимірювач часу.

або при заповненні власної пам'яті, зчитує з шини ВЧ код (номер) вимірювача часу, який надіслав L, генерує сигнал переривання IRQ, який супроводжується вищеназваним кодом. Системний комп'ютер IOWA-GX за отриманим номером ініціює зчитування даних  $РД_i$  з пам'яті вимірювача часу.

Конструкція системи представлена на рис. 3, де 1 – блок живлення, 2 – спектрометричні підсилювачі, 3 – блоки вимірювання часу, 4 – системний комп'ютер IOWA-GX, 5 – розширювач шини BP-14S-RS-R30.



Рис. 3. Конструкція вимірювальної системи.

Система дає змогу здійснювати вимірювання коефіцієнта розмноження нейтронів у скупченнях ядерних матеріалів з мінімальною похибкою, що стане основою більш точної оцінки та прогнозування їх ядерної безпеки.

ДИНАМІЧНИЙ МЕТОД ЛОКАЛІЗАЦІЇ КОНФЛІКТІВ У КОМП'ЮТЕРНИХ МЕРЕЖАХ

А. П. Войтер

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

Одним із методів забезпечення роботи моноканальних комп'ютерних мереж в усталеному режимі й мінімізації, таким чином, затримки передачі, зумовленої конфліктами, є локалізація зони потенційних конфліктів у певних частинах мережі або в певних часових інтервалах її роботи.

Запропоновано новий динамічний метод, який на відміну від структурного й часового заснований на децентралізованих процедурах післяконфліктної фрагментації кількості конфліктуючих абонентів на окремі групи, їхньої ізоляції на час розв'язання конфлікту від інших абонентів і на рознесенні в часі початку повторного конкурентного доступу до радіоканалу кожного із фрагментів. Цей метод автоматично включається лише після виникнення конфлікту. Якщо конфлікти в мережі не виникають, то доступ до каналу здійснюється штатним протоколом. Метод реалізовано у відповідному протоколі, який зобов'язує абонентів здійснювати доступ до каналу шляхом виконання двох скоординованих класів процедур – керування фазою фрагментації конфліктів і передачі пакетів.

Побудовано математичну модель протоколу для оцінки ефективності методу та для розрахунку оптимальних параметрів керування. Зокрема, отримано рівняння середньої швидкості передачі в мережі для даного протоколу залежно від інтенсивності трафіку  $G$  при заданому інтервалі вразливості  $a$  та кількості черговостей передачі у фазі розв'язання конфлікту  $k$ :

$$S = \frac{n_1 + (1 - \exp(-(1+a)G))n_s}{B + I},$$

де  $B$  та  $I$  середня тривалість зайнятого й вільного стану каналу мережі відповідно,

$$n_1 = \frac{aG \exp(-aG)}{1 - \exp(-aG)}, \quad n_s = \frac{(1+a)G \exp\left(-\frac{(1+a)G}{k}\right)}{1 - \exp(-(1+a)G)}.$$

На рис. 1 показано залежність середньої швидкості передачі від інтенсивності трафіку для кількох значень  $k$ . Там же для порівняння пунктиром показано криву для класичного жорсткого протоколу без процедур локалізації.

На рис. 2 показано вплив кількості черговостей передачі на середню швидкість передачі для трьох значень інтенсивності трафіку. Видно, що для кожного  $G$  існує оптимальне значення  $k$ , яке

може бути попередньо розраховано та використано для адаптивного керування.

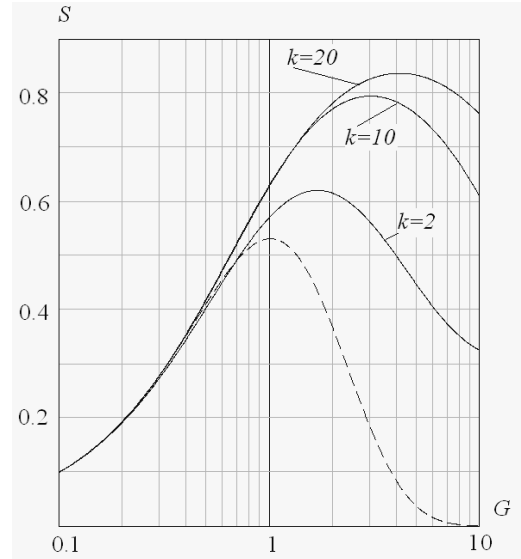


Рис. 1. Середня швидкість передачі.

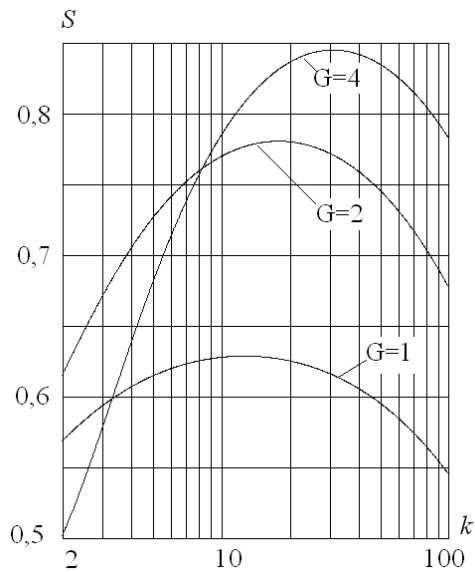


Рис. 2. Оптимальні значення  $k$ .

Динамічний спосіб локалізації конфліктів у мережах за рахунок процедур післяконфліктної фрагментації дозволяє втримувати мережу в стійкому режимі при рівні трафіку, що перевищує межу стійкості штатного протоколу приблизно в 10 разів. При цьому забезпечується збільшення пропускну здатності радіоканалу не менше ніж в 1,6 рази при оптимальному значенні параметра  $k$ .

## РАЗРАБОТКА ТЕХНИЧЕСКИХ СРЕДСТВ ИЗМЕРЕНИЯ ЭНЕРГИИ УСКОРЕННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ

А. Г. Зелинский

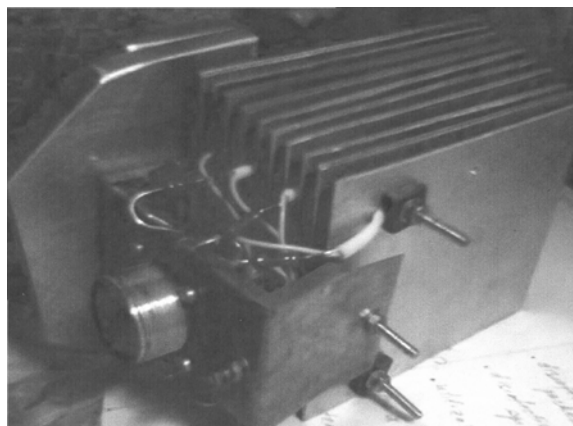
*Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев*

Контроль за величиной и стабильностью кинетической энергии электронов является важным элементом электрофизических радиационных технологий. С этой целью в составе технологических установок должны быть предусмотрены соответствующие технические средства, которые могли бы отвечать метрологическим требованиям осуществляемых процессов. Наиболее просто контролировать энергию электронов на ускорителях с выводом пучка через электромагнитный сканер. Для установок с устройствами выпуска интенсивных пучков вопрос об оптимальном построении систем контроля энергии пока что остается открытым.

Для радиационной установки ИЯИ НАН Украины [1], где используется 5МэВ-ный ускоритель с окном интенсивного выпуска было создано специальное устройство измерения энергетических характеристик пучка, далее – измеритель энергии (ИЭ). Его конструкция позволяет измерять максимальную энергию и качественно оценивать спектр пучка электронов. Размер поперечного сечения пучка не имеет значения, а небольшие размеры датчика позволяют при большом сечении пучка производить измерения во время облучения образцов. Датчик при этом располагается рядом с образцом и не мешает процессу облучения.

Принцип работы ИЭ основан на измерении тока поглощенных электронов, прошедших через набор алюминиевых поглотителей [2]. Измеритель состоит из двух составных частей: датчика измерителя энергии (ДИЭ) и блока измерителя энергии (БИЭ), соединяемые соответствующими кабелями.

Датчик измерителя состоит из алюминиевых пластин–поглотителей, нагрузочных резисторов, защитных пластин, крышки, разъема, диэлектрических шайб и шпилек (см. рис.). В датчике вырабатывается электрический сигнал, зависящий от энергии измеряемого пучка электронов. Пластин поглотителя имеют разную толщину и собраны в пакет из 10 пластин.



Датчик измерителя энергии.

Следующие выбраны таким образом, что при прохождении пучка через две первые пластины полностью поглощаются электроны с энергией 2 МэВ, через три первых пластины – 3 МэВ. Далее в последующих пластинах пакета с шагом 1 МэВ, поглощаются все электроны пучка вплоть до энергий 10 МэВ.

Пакет измерительных пластин - поглотителей окружен защитными пластинами. Они защищают диэлектрические детали датчика и резисторы от прямого попадания пучка. Размеры защитных пластин по периметру и толщине выбраны из условия полного поглощения электронов максимально возможной энергии.

1. И. Н. Вишневский, А. Г. Зелинский, В. И. Сахно и др., *Атомная энергия* **94**, 63 - 166 (2003).
2. Е. А. Абрамян, *Промышленные ускорители электронов* (Энергоатомиздат, М., 1986).

### ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ РЕАКТОРА НА ВОЛНЕ ЯДЕРНОГО ГОРЕНИЯ (РВЯГ). II. КОНКРЕТНЫЕ МОДЕЛИ

В. Н. Павлович<sup>1</sup>, В. Н. Хотяинцев<sup>2</sup>, Е. Н. Хотяинцева<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев

<sup>2</sup>Киевский национальный университет имени Тараса Шевченко

В данной статье показано, как применить условия существования стационарной волны, полученные в работе [1], а также рассмотрены конкретные модели систем, в которых может распространяться волна ядерного горения, с учетом различных нуклидов, влияющих на распространение волны. Для этого развита теория возмущений по скорости, позволяющая вычислять скорость и другие характеристики волны делений в зависимости от параметров задачи.

Добавление к составу топлива постороннего поглотителя дает возможность управлять скоростью волны ядерного горения и уменьшить ее до значений, которые обеспечивают приемлемый с практической точки зрения уровень плотности энерговыделения в единицу времени. При этом безразмерная скорость волны в РВЯГ оказывается малой.

Действительно, получив связь между скоростью волны и тепловой мощностью РВЯГ

$$u = \frac{P \cdot M_0}{\Delta E \cdot S \cdot F_0 \cdot \rho_0 \cdot N_A \cdot \eta}$$

где  $P$  – тепловая мощность реактора,  $M_0$  – молекулярная масса (если молекула содержит одно тяжелое ядро),  $\Delta E$  – энергия, выделяемая в одном акте деления,  $S$  – площадь поперечного

сечения или фронта волны,  $F_0$  – объемная доля топлива,  $\rho_0$  – плотность топлива,  $N_A$  – число Авогадро,  $\eta$  – доля поделившихся при прохождении волны ядер, можно оценить скорость прохождения волны для заданных параметров реактора Феоктистова (РФ). Если параметры РФ такие же, как у существующих быстрых реакторов, то скорость волны составит примерно 6 - 9 см/год. При этом безразмерная скорость волны  $W$  составляет соответственно 0,002 и 0,003. Это значит, что теория возмущений по скорости волны работает.

В области малых скоростей волны с ростом концентрации поглотителя скорость уменьшается линейно, причем за счет малого изменения концентрации поглотителя скорость можно менять в десятки раз. Стационарная волна деления не существует, если концентрация поглотителя (с учетом конструкционных материалов и др.) превышает предельное значение, формально соответствующее нулевой скорости волны.

1. В. Н. Павлович, В. Н. Хотяинцев и Е. Н. Хотяинцева, Ядерна фізика та енергетика № 2 (24), 39 (2008).

## CHAOTIC REGIMES OF A NUCLEAR REACTOR: APPLICATION TO THE DIAGNOSTICS

V. M. Pavlovich, V. V. Ryazanov, S. Shpyrko

*Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv*

Various time-dependent physical quantities in a nuclear reactor can behave in a chaotic way in the vicinity of the critical regime under the influence of feedbacks and control elements.

The description in terms of the fractal dimensionalities can be in principle applied for the purposes of reactor diagnostics.

We consider the numerical analysis of the series of data from a nuclear power plant in view for searching for possible traces of low-dimensional deterministic chaotic regimes as solutions to underlying set of deterministic equations. A multidimensional vector of state is constructed from the single time series  $X(t)$  of an experimentally observed value by means of producing a set of time-shifted replicas of the sequence  $X(t)$  (Grassberger-Procaccia algorithm [1]). The fractal structure of such manifold can evidence the said deterministic chaotic behaviour of the underlying system.

Algorithm of Grassberger&Procaccia is applied for the investigation of such characteristics as the attractor dimensionality and Kolmogorov entropy. This method allows exploring the fractal characteristics of the phase space manifold using the time series of the values of one single variable. For an integer number  $n$  (embedding dimension) the  $n$ -dimensional vectors out of the values of the variable  $X(t)$  are constructed in the form

$$X(n, t) = \{X(t), X(t+T), X(t+2T), \dots, \\ X(t+(n-1)T)\}$$

with some reasonably chosen delay  $T$ .

Then it is possible to build the correlation function  $C(n, r)$  which equals to the number of pairs of «points»  $X(n, t)$  in the  $n$ -dimensional space with distances between them less than some  $r$  divided by  $N \times N$ ,  $N$  being the length of experimental sequence of the points  $X$ . At small  $r$  with  $n$  chosen big enough the correlation function logarithm  $\ln C(n, r)$  behaves like  $\nu \ln r - nTK$  ( $K$  is the Kolmogorov entropy). So the fractal dimension can be determined as the slope of the graph  $\ln C(n, r)$  as function of  $\ln r$  (for the true low-dimensional chaos it should however saturate with growing  $n$ ), and the

dynamic entropy is found by exploring the values  $\ln(C(n)/C(n+1))$  at different  $n$ .

Low-dimensional chaotic behaviour should be present first of all at the steady, stationary nuclear reactor regimes. Vice versa, violating the stationarity due to changes in controlling parameters should involve into dynamics a great number of new degrees of freedom.

The low-dimensional dynamical systems can present a variety of properties of their solutions depending on the values of control parameters – from trivial stable solutions and limit cycles to the chaotic regimes in particular characterizing by the «strange attractors» in the phase space manifolds. The study of such manifolds in many such systems (the most celebrity being Lorenz system), supports the relation between the chaoticity of the system and fractal nature of the corresponding manifold. Namely, the dimensionality of the strange attractor (defined in a standard fashion as the scaling of the number of points in a manifold with changing the sampling resolution) appears to be less than the corresponding dimension («embedding dimension») of the dynamical system.

The equations which aim at modelling various aspects of the dynamics of a nuclear power plant, often present a set which has the properties of a dynamical system with possibility of low-dimensional chaotic regimes. Of chaotic nature is the turbulent flow of the heat transfer medium, such a behavior seems to be characteristics for the vibrations of reactor walls, oscillations of fuel elements and possibly to a number of other characteristics.

Summing up, the method illustrated here can be in principle applied for analyzing the safety and diagnosis issues for a nuclear power plant; the various properties of the dynamical manifolds can be calculated in real time using the data from measuring devices; then the essential deviations of such characteristics from those typical for normal functioning can indicate at the possibility of abnormal operation of the corresponding unit.

1. P. Grassberger and I. Procaccia, Phys. Rev. Lett. **50**, 346 (1983).

**THE DESCRIPTION OF KINETICS OF NUCLEAR REACTORS IN VIEW OF FEEDBACK  
AND EFFECTS OF CONTROL BY MEANS OF GENERALIZATION  
OF STOCHASTIC MODELS OF STORAGE**

**V. V. Ryazanov**

*Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv*

In works [1] connection of stochastic models of storage processes with a problem of the noise-induced phase transitions is considered. The critical state of a nuclear reactor can be considered as such phase transition. In a role of external noise in correlations to system of neutrons are a reactor feedback and control rods. This circumstance it is specified in paper [1]. In paper [1] stochastic storage processes are applied to the description of kinetics of nuclear reactor. Generalization of classic stochastic model of storage with the user facility of entrance, related to the source of neutrons at the division of kernels, enables to describe the conduct of neutrons processes in a nuclear reactor. Correlations are got for the system of prompt-neutron, and also for neutrons and kernels-predecessors of late neutrons at the account of feed-back on a temperature. Advantages of offered approach as compared to traditional descriptions consist of possibility of the detailed and complete description of feed-backs (for example, temperature) and management effects. So, for the case of temperature feed-back got time to achievement of the fixed level, value of process in the moment of achievement of level. Expressions for time of achievement by random variables of the certain values also are received, for example, for time of achievement of dangerous values of reactivity. In the present work the results supplemented simple model of control with a reactor by means of operating rods are received. The other probabilistic functional concern: probabilities of achievement by the process of some set levels (for example, probabilities of that reactivity will not exceed the stake of late neutrons and the acceleration of reactor will not happen on prompt-neutron), time of stay of process above a level, extreme values of process, moment of achievement of extreme value, moment of the first achievement of level, and etc.

In paper [1] generalization of stochastic model of storage is used to description of dynamics of nuclear reactors taking into account late neutrons and temperature feed-backs. Expressions are got for stationary descriptions of nuclear reactors allowing

to determine not only the mean values, for example, numbers of neutrons and kernels-predecessors of late neutrons in a reactor, but also any moments of these values. Expressions also for nonstationary description of these values are received. Besides correlations for such probabilistic functional, as times of achievement of different dangerous levels, for example, for reactivity are received. In this work the used in [1] a model is complemented by the simple account of the effects brought in by the process control through control rods.

We will consider, apparently, simplest possibility of account of control effects within the framework of point model, without taking into account geometrical position of managing rods and heterogeneity brought in by them. The simplest case frame by a reactor is entered through managing bars. The mechanism of moving of bars works in accordance with an algorithm –  $\Delta W / W$ ;  $\Delta W = W - W_0 \propto N - N_0$ ,  $N_0$  is stationary value of  $N$ . This effect can be taken into account by replacement of the used function of output of type of  $r(N) = bN$  on the function of output of type of  $r(N) = bN[1 + \alpha_{st}(N - N_0) / N_0]$ .

Timing achievement of dangerous levels taking into account the effects of management gives the considerable increase (on a few orders) of mean values of times of achievement of dangerous levels as compared to the calculations conducted in work [1] taking into account only feed-backs and without taking into account management effects. This result we will explain easily: the management through managing bars considerably slows the possible output of the system in the region of the dangerous modes.

1. V. V. Ryazanov and S. G. Shpyrko, in *Proc. of the Int. Conf. "Current Problems in Nuclear Physics and Atomic Energy"* (Kyiv, Ukraine, 2006), Kyiv, 2007, p. 666.



## УКРАЇНСЬКИЙ ЦЕНТР INIS ЯК ДЖЕРЕЛО ОТРИМАННЯ СУЧАСНОЇ НАУКОВОЇ ІНФОРМАЦІЇ В ГАЛУЗІ АТОМНОЇ ЕНЕРГЕТИКИ ТА ЯДЕРНОЇ ФІЗИКИ

**Ж. І. Писанко, О. М. Куправа**

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

Зростаючі потреби у швидкому одержанні науково-технічної інформації у свій час обумовили необхідність створення спеціалізованих інформаційних систем, здатних оперативно збирати, обробляти та розповсюджувати інформацію в певній науковій галузі. Однією з найбільш своєчасною та ефективно діючою міжнародною науковою системою є INIS (Міжнародна система ядерної інформації). Регіональним центром введення в цю міжнародну базу даних від України є Український центр INIS, підпорядкований МАГАТЕ і діючий в Інституті ядерних досліджень (ІЯД) НАН України. Головна мета роботи центру – це збір інформації в галузі ядерної науки й техніки, що публікується на території України, обробка її згідно з інструкціями МАГАТЕ, розповсюдження її серед країн учасників [1]. Важливо підкреслити, що в цій базі даних, більше 30 % інформації становить це так звана non-conventional literature (інформація з дуже обмеженим обсягом публікацій: матеріали різних конференцій, щорічні звіти наукових центрів тощо). Український центр INIS плідно працює в цьому напрямку.

Після проведення аналізу змісту близько 38 регулярних періодичних видань (наприклад “Ядерна фізика та енергетика”, “Ядерная и радиационная безопасность”, “Питання атомної науки і техніки”, “Ядерні та радіаційні технології”, “Проблеми безпеки атомних електростанцій і Чорнобиля”, “Український фізичний журнал”, “Фізика низьких температур”, доповіді з відповідних тематичних конференцій), дані про них надсилають до Баз даних INIS відповідно до тематики МАГАТЕ. Протягом 2008 р. до бази даних INIS було надіслано дані про 2017 робіт.

Важливим напрямком роботи центру був пошук інформації згідно з запитами науковців ІЯД та інших наукових установ НАН України: Інституту загальної та неорганічної хімії, Інституту колоїдної хімії та хімії води, Інституту проблем ма-

теріалознавства, Харківського фізико-технічного інституту [2]. Крім того, до Центру звертались такі сторонні організації як Державний науково-технічний центр ядерної безпеки, МНТЦ “Укриття” НАН України, Українське ядерне товариство, Київський національний університет імені Тараса Шевченка. У 2008 р. виконано пошук за 60 запитами згідно із замовленими темами.

До центру неодноразово зверталися науковці з Росії, Бразилії, Австрії, Словаччини та інших країн. На їх запит центр надсилав відповідні повні тексти публікацій українських учених.

Проводився пошук інформації з таких наукових напрямків: радіоекологія, радіомоніторинг навколишнього середовища, міграція радіонуклідів, радіаційне матеріалознавство тощо.

Розроблені методи аналізу інформації INIS дають змогу оцінити обсяг досліджень в окремих галузях, конкретні проблеми, що вивчалися, та дають уявлення про досягнуті в них успіхи.

На підставі інформаційного аналізу публікацій у базі даних INIS з певних проблем можна сформулювати оптимальні шляхи координації наукових досліджень в ІЯД НАН України.

Про високу якість наданої інформації свідчать щорічні подяки від Секретаріату INIS МАГАТЕ. У рамках співробітництва з МАГАТЕ з питань участі України в програмах агентства, представники центру брали участь у 34-й координаційній конференції співробітників INIS (3 - 5 листопада 2008 р., Відень, Австрія), де доповіли про роботу Українського центру INIS. Секретаріат INIS МАГАТЕ відзначив успішну та плідну 35-річну діяльність Українського центру INIS.

1. INIS WinFibre 3.0.3, (2005).
2. *Поиск в базе данных ИИИС на CD-ROM: руководство пользователя* (МАГАТЕ, Вена, 1994).

**THE PROBLEMS OF RADIATION METHODS USAGE  
OF TESTING THE NPP'S EQUIPMENT**

**I. M. Vishnevsky, V. I. Sakhno, S. P. Tomchay, A. G. Zelinsky, O. V. Sakhno, T. V. Khryn**

*Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv*

The organization of qualifying tests of NPP equipment is provided by National programs of reliability increase and prolongation of exploitation terms of Ukrainian NPP. First of all it is necessary to obtain the objective data about source indicators in conditions of joint action of technological and external factors. On their basis specific measures will be developed which will provide an increase of reliability level rising of nuclear energetic of Ukraine according to world standards and give significant economical effect. The problem is the lack of radiation techniques in atomic energetics of Ukraine which would provide such tests. That's why a necessary condition of equipment qualification is

the creation of corresponding technical base – new generation of radiation installations, which will give possibility to implement new methods of radiation tests. This report examines the materials of complex decision problem solution of the creation (modernization) of electrophysical radiation installations for testing equipment of nuclear energetics objects. The upgraded structures of electrophysical radiation techniques, aimed at testing the NPP equipment are demonstrated. In this report the methods of qualifying tests of NPP cable products will be described.

**ДОСЛІДЖЕННЯ І РОЗРОБКА МЕТОДІВ ТА ТЕХНІЧНИХ ЗАСОБІВ  
РАДІАЦІЙНИХ ВИПРОБУВАНЬ ОБЛАДНАННЯ АЕС  
НА ЕЛЕКТРОФІЗИЧНИХ УСТАНОВКАХ**

**О. В. Сахно**

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

Дисертація присвячена дослідженню і комплексному вирішенню проблем створення сучасної технічної бази для випробувань обладнання ядерних енергетичних об'єктів, регламентованих Національною програмою подовження строків експлуатації українських АЕС. Відображено результати розробки структур електрофізичної радіаційної техніки для функціональних випробувань (кваліфікації), а також методик і технічних систем метрології таких випробувань. Досліджено, розроблено і реалізовано оригінальний метод вимірювання та формування радіаційних полів великих об'ємів шляхом трансформування вузьких пучків електронів у широкі рівномірні потоки випромінювання та вирівнювання їх

спектру до параметрів, характерних для АЕС. Обґрунтовано методику підвищення надійності електрофізичних радіаційних установок шляхом контролю за станом їх компонентів. Запропоновано і реалізовано відповідні технічні засоби. Розроблено технологічні регламенти кваліфікації кабелів, які надають можливість визначити їх реальний ресурс. Отримано результати експериментальних комплексних випробувань нової кабельної продукції, призначеної до використання у сигнальних мережах АЕС. Створено установку, на якій реалізовано всі вимоги, необхідні для кваліфікаційних випробувань обладнання АЕС як в робочих, так і в аварійних режимах їх експлуатації.

## ВПЛИВ ДОМІШОК ГЕРМАНІЮ ТА КИСНЮ НА РАДІАЦІЙНУ СТІЙКІСТЬ МОНОКРИСТАЛІЧНОГО КРЕМНІЮ

А. А. Гроза, В. І. Варніна, П. Г. Литовченко, Л. С. Марченко, М. І. Старчик,  
Л. І. Барабаш, С. В. Бердніченко

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

Дослідження радіаційної стійкості кремнію важливе з точки зору довготермінової роботи приладів на його основі на атомних реакторах, прискорювачах ядерних частинок, в космосі тощо. Дана робота є частиною комплексних досліджень пошуку підвищення радіаційної стійкості монокристалічного кремнію [1, 2].

Серед ряду інших можливостей підвищення радіаційної стійкості кремнію на даний час використовують легування кремнію електрично неактивними домішками, які вступають у реакції з точковими дефектами, але не змінюють властивостей кремнію в певних умовах (кисень у кремнії) та легування ізовалентними домішками. Ізовалентні домішки створюють у ґратці кремнію центри напружень, що виникають завдяки відмінності ковалентних радіусів цих домішок та матриці. Ці центри напружень можуть бути стоками чи центрами анігіляції радіаційних дефектів. Наявні в літературі дані стосуються, в основному, впливу електронного опромінення на радіаційне дефектоутворення в кремнії з домішкою германію, олова тощо.

Дана робота стосується вивчення впливу нейтронного опромінення на радіаційну стійкість кремнію з домішкою германію (Si<Ge>). Увага була зосереджена на дослідженні залежності від різних домішок (германію, кисню, вуглецю) радіаційної пошкоджуваності структури кремнію за рахунок створення областей розупорядкування. За міру пошкоджуваності ми приймали інтенсивність смуг ІЧ-поглинання, пов'язаних із дивакансіями в кремнії, з яких, в основному, складаються області розупорядкування в опроміненому кремнії. Досліджено структуру Cz-Si і FZ-Si з вмістом домішки <Ge> від 0,7 до 13,3 ат. % методом вибіркового травлення.

Результати досліджень:

виявлено залежність інтенсивності поглинан-

ня в смузі 3,9 мкм від концентрації домішки кисню в кремнії. При флюенсах опромінення  $\sim 10^{16}$  н/см<sup>2</sup> інтенсивність поглинання в Cz-Si вдвічі більша, порівняно з FZ-Si. При збільшенні флюенсу опромінення ( $\sim 10^{19}$  н/см<sup>2</sup>) залежність концентрації дивакансій від домішки кисню стає неістотною;

показано, що введення домішки германію в Cz-Si в концентрації 0,7 ат. %, судячи по інтенсивності поглинання при 3,9 мкм, вдвічі підвищує його радіаційну стійкість до утворення дивакансій при нейтронному опроміненні флюенсом  $5 \cdot 10^{16}$  н/см<sup>2</sup>. Виявлено, що такий кремній містив концентрацію дислокацій  $< 10^4$  см<sup>-2</sup> в місцях скупчень;

дослідження структури FZ-Si виявило, що рівномірність розподілу германію по довжині зливку кремнію супроводжується рівномірністю розподілу структурних дефектів. Зі збільшенням вмісту германію до 12 ÷ 14 ат. % можливе накопичення його в шарах, пов'язаних з умовами росту злиwkів кремнію;

придатними для роботи виявилися детектори ядерних випромінювань, які виготовлені на матеріалі з рівномірним по довжині зливку кремнію розподілом германію і при невеликій його концентрації (Ge < 1 ат. %)

Робота опублікована в журналі “Ядерна фізика та енергетика”, 2008, № 2(24), С. 68.

1. Л. І. Барабаш, І. М. Вишнеvський, А. А. Гроза *та ін.*, Вопросы атомной науки и техники. Сер.: „Физика радиационных повреждений и радиационное материаловедение“ (90), 2007, № 2, 182.
2. А. А. Гроза, П. Г. Литовченко та М. І. Старчик, *Ефекти радіації в інфрачервоному поглинанні та структурі кремнію* (Наукова думка, Київ, 2006), 124 с.

## ТЕРМІЧНИЙ ВІДПАЛ КЛАСТЕРІВ І ТОЧКОВИХ ДЕФЕКТІВ У n-Si (Cz), ОПРОМІНЕНОМУ ШВИДКИМИ НЕЙТРОНАМИ РЕАКТОРА

М. Д. Варенцов, Г. П. Гайдар, О. П. Долголенко, П. Г. Литовченко

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

Досліджено зразки n-Si ( $n_0 \cong 4,0 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ ), вирошені методом Чохральського (Cz), після опромінення на горизонтальному каналі реактора ВВР-М флюенсом  $2 \cdot 10^{13} \text{ н}^\circ \cdot \text{см}^{-2}$  швидких нейтронів при кімнатній температурі. Вимірювання провідності та сталої Холла виконано методом Ван дер Пау. Ізотермічний відпал проводився при 292, 353, 403 і 428 К з витримкою до  $\sim 10$  год.

На рис. 1 представлено залежність концентрації диміжвузловинних атомів ( $I_2$ ) у провідній матриці кремнію від часу відпалу при 353 К. Отримано, що відпал диміжвузловинного атома кремнію  $I_2^{-0}$  з рівнем ( $E_c - 0,315 \text{ eV}$ ) [1] відбувається з енергією активації відпалу  $E_a = 0,74 \text{ eV}$  і частотним фактором  $\nu = 1,1 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$  при 292 і 353 К.

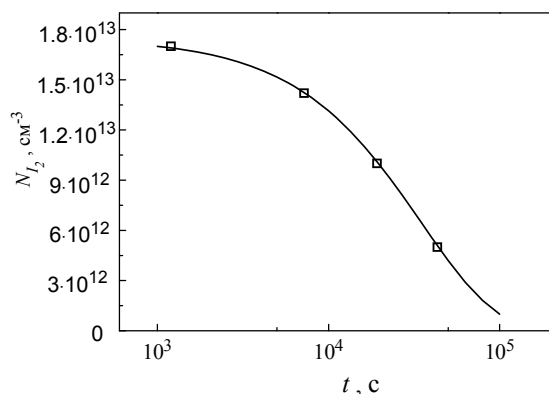


Рис. 1. Залежність концентрації диміжвузловинних атомів ( $N_{I_2}$ ) у провідній матриці n-Si (Cz) ( $n_0 = 3,9 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$ ), опроміненого флюенсом  $2 \cdot 10^{13} \text{ н}^\circ \cdot \text{см}^{-2}$  швидких нейтронів, від часу ізотермічного відпалу при 353 К.

З такою ж енергією відпалюються й кластери дефектів, але з більшим частотним фактором  $\nu = 3,5 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$ . Збільшення частотного фактора свідчить про довший шлях, який проходить диміжвузловинний атом до ядра кластера для анігіляції з дивакансіями.

На рис. 2 представлено вимірювану при 292 К залежність концентрації електронів, видалених кластерами дефектів ( $n_{кл}$ ), від часу відпалу при температурах 403 і 428 К.

Одержано параметри ізотермічного відпалу кластерів дефектів при 403 К ( $E = 0,81 \text{ eV}$ ,  $\nu = 1,4 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$ ) і при 428 К ( $E_1 = 0,81 \text{ eV}$ ,  $\nu_1 = 8 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}$ ;  $E_2 = 1,3 \text{ eV}$ ,  $\nu_2 = 1,5 \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1}$ ).

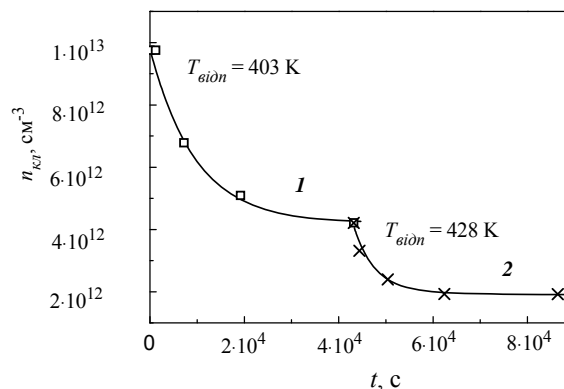


Рис. 2. Залежність  $n_{кл}$  від часу відпалу ( $t$ ) при температурах 403 К (1) і 428 К (2) після опромінення n-Si (Cz) ( $n_0 = 4,2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ ) флюенсом  $2 \cdot 10^{13} \text{ н}^\circ \cdot \text{см}^{-2}$ .

Перша стадія відпалу кластерів пов'язана з анігіляцією вакансійного типу дефектів кластерів з міжвузловинними атомами кремнію. Другої стадії, пов'язаної з міграцією дивакансій із кластера на стоки, при відпалі при 403 К не спостерігається внаслідок малої тривалості відпалу на цій стадії. Зменшення частотного фактора відпалу кластерів при збільшенні температури ізотермічного відпалу пов'язане зі збільшенням часу життя міжвузловинних дефектів.

1. A. P. Dolgolenko, P. G. Litovchenko, M. D. Varentsov *et al.*, *phys. stat. sol. (b)* **243**, 1842 (2006).

## АНАЛИЗ ИСПЫТАНИЙ МАТЕРИАЛОВ КОРПУСОВ ВВЭР-1000 НА УДАРНУЮ ВЯЗКОСТЬ ПО СТАНДАРТНОЙ ПРОГРАММЕ ОБРАЗЦОВ-СВИДЕТЕЛЕЙ

В. Н. Васильченко<sup>1</sup>, В. Г. Ковыршин<sup>1</sup>, Э. У. Гриник<sup>2</sup>, В. Н. Ревка<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Государственный научно-технический центр ЯРБ, Киев

<sup>2</sup>Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев

Для оценки степени радиационного охрупчивания материалов корпусов реакторов на АЭС реализуется комплекс мероприятий в рамках программы образцов-свидетелей. В силу разных обстоятельств штатная программа образцов-свидетелей имеет недостатки, одним из которых является неудачная конструкция контейнерных сборок и связанный с этим относительно большой разброс флюенса нейтронов для групп образцов типа Шарпи, которые предназначены для определения сдвига критической температуры хрупкости  $\Delta T_F$ . Большой разброс флюенса, который не соответствует требованиям [1] для штатных образцов-свидетелей, вызывает опасения, что полученные коэффициенты радиационного охрупчивания  $A_F$  могут быть не достоверными.

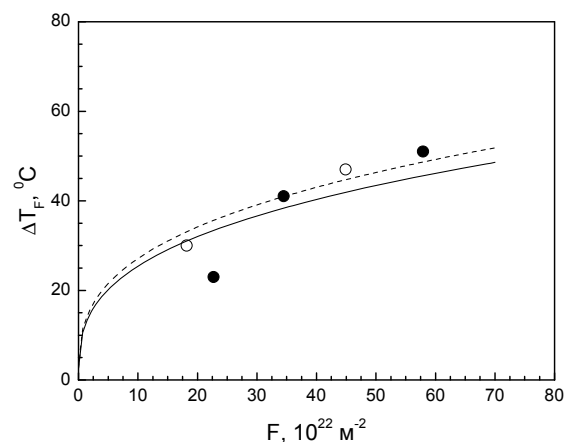
Для получения представительных данных степени охрупчивания материалов корпуса реактора специалисты РНЦ "Курчатовский институт" предложили методику реконструкции испытанных образцов-свидетелей, которая позволяет набирать группы образцов для оценки  $A_F$  в соответствии с нормативными требованиями.

В настоящей работе выполнен сравнительный анализ результатов испытаний штатных и реконструированных образцов-свидетелей основного металла и металла сварных швов корпусов реакторов пяти энергоблоков АЭС Украины.

Результаты определения степени радиационного охрупчивания металла сварного шва корпуса 3-го энергоблока Ровенской АЭС согласно различным подходам показаны на рисунке. Кроме экспериментальных точек, на рисунке нанесены средние линии регрессии с соответствующими коэффициентами  $A_F$ .

Следует отметить, что разброс флюенса в группах штатных образцов в 2,5 раза больше, чем в случае совместного использования штатных и реконструированных образцов (разброс 12 %). Тем не менее коэффициенты радиационного охрупчивания  $A_F$ , характеризующие зависимость сдвига  $\Delta T_F$  от флюенса нейтронов, хорошо согласуются.

Кроме уменьшенного разброса флюенса, к преимуществам методики реконструкции следует отнести возможность (как важный фактор для прогнозирования ресурса корпуса реактора при продлении срока службы) оценить сдвиг критической температуры хрупкости, соответствующий большему накопленному флюенсу по сравнению со штатными образцами из одного и того же комплекта образцов-свидетелей.



Зависимость сдвига критической температуры хрупкости от флюенса быстрых ( $E > 0,5$  МэВ) нейтронов металла сварного шва корпуса реактора 3-го блока Ровенской АЭС:  $\circ$  - результаты испытаний штатных образцов;  $\bullet$  - результаты испытаний реконструированных образцов (параметры средней линии регрессии  $A_F$  равны соответственно 12,6 и 11,8 $^\circ\text{C}$ ).

На основании анализа можно сделать вывод о том, что результаты ударных испытаний штатных образцов-свидетелей позволяют получить достоверную оценку степени охрупчивания материалов корпусов ВВЭР-1000 несмотря на то, что разброс флюенса в пределах групп образцов Шарпи для определения сдвига критической температуры хрупкости не удовлетворяет нормативным требованиям.

1. ПНАЭ Г-7-002-89. Нормы расчёта на прочность оборудования и трубопроводов атомных энергетических установок (Энергоатомиздат, Москва, 1989).

## THE USE OF MASTER CURVE METHOD FOR STATISTICAL RE-EVALUATION OF SURVEILLANCE TEST DATA FOR WWER-1000 REACTOR PRESSURE VESSEL

V. N. Revka, E. U. Grynuk, L. I. Chyrko

*Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv*

An estimation of reactor pressure vessel steel fracture toughness is based on the Charpy impact test data according to a normative method adopted in Ukraine [1]. The normative approach estimates fracture toughness in the indirect way. An application of the Master curve methodology allows determining directly the RPV materials fracture toughness. According to K. Wallin investigations [2] the normative approach results in the highly conservative fracture toughness estimation for Western RPV steels. Furthermore, an analysis of the ASME database has shown an application of Master Curve method improves essentially the materials fracture toughness estimation [3].

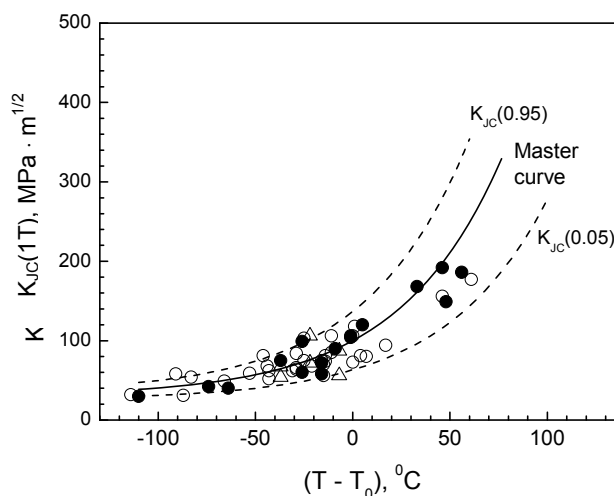
Purpose of present work was to re-evaluate the surveillance fracture toughness test data for reactor pressure vessels of Ukrainian NPPs using Master curve method and compare the normative (PNAE G-7-002-86) with new statistical approaches in viewpoint of material fracture toughness characterization.

The experimental data used for the analysis were obtained from surveillance tests for six reactor pressure vessels: Khmelnytsky unit 1, three units of South-Ukrainian and two units of Zaporizhzhya nuclear power plants. The fracture toughness data from pre-cracked Charpy specimen tests were used for the statistical re-evaluation. The Charpy impact test data were used to determine temperature indexes correspond to the absorbed energy level of 28 Joules.

The results of re-evaluation are shown in Fig. 1. The Master curves and 5 % and 95 % tolerance bounds for materials are drawn in the Figure next to experimental  $K_{JC}$  values. The analysis has shown the experimental temperature dependence of fracture toughness parameters and a scatter of  $K_{JC}$  values are in a good agreement with a Master curve shape and 5 % and 95 % tolerance bounds for weld metal in unirradiated condition and after thermal ageing and neutron irradiation up to fluence ( $E > 0,5$  MeV)  $41,2 \cdot 10^{22}$  n/m<sup>2</sup>.

For the Khmelnytsky NPP unit 1 reactor pressure vessel an analysis has shown the normative approach PNAE G-7-002-86 underestimates essentially the measured fracture toughness of unirradiated weld

metal. The reference temperature  $T_0$  calculated according to Master curve method was compared with a critical brittleness temperature  $T_{K0}$  for reactor pressure vessel materials in unirradiated condition. It has been found the temperature  $T_0$  is much lower than  $T_{K0}$ . Furthermore a difference between  $T_0$  and  $T_{K0}$  values is changed essentially from one material to other. It means that a conservatism level is also varied (in some cases to high extent) that is not accepted from the regulatory application point of view.



Master curves for weld metal (South-Ukrainian NPP unit 1): ● – unirradiated; ○ – irradiated  $F = (4,2 - 41,2) \times 10^{22}$  n/m<sup>2</sup>; Δ – thermally aged ~ 3813 eff. days.

A correlation between temperatures  $T_{28J}$  defined from Charpy energy curve and  $T_0$  values calculated from pre-cracked Charpy specimens test was obtained. The analysis has shown that  $T_0$  values based on pre-cracked Charpy specimens test data tend to be non-conservative in a comparison with  $T_0$  values obtained from large standard fracture mechanics specimens. Additional research is needed to estimate a bias in  $T_0$  value calculated on the basis of pre-cracked Charpy specimens test data.

1. PNAE G-7-002-86. *Strength Calculation Norm for Nuclear Power Plant Equipment and Piping* (Energoatomizdat, Moscow, 1989), 525 p. (in Russian).
2. K. Wallin, Nucl. Eng. and Design **193**, 317 (1999).
3. M. Kirk and M. Mitchell, Int. J. Pres. Ves. & Piping **78**, 111 (2001).

SEMIMAGNETIC SEMICONDUCTOR SPIN FILTERS

S. B. Lev, V. I. Sugakov, G. V. Vetsimakha

Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv

The spin-dependent tunneling of electrons through the CdMgTe-based resonant tunneling heterostructures with a semimagnetic CdMnTe well was studied (Fig. 1). There are possibilities to create the spin filter based on the effect of the spin dependent electron tunneling through the semimagnetic semiconductor heterostructures with two barriers [1 - 5] In such system the strong exchange interaction between the carriers and localized magnetic ions spines leads to the large splitting of the electron levels in the well.

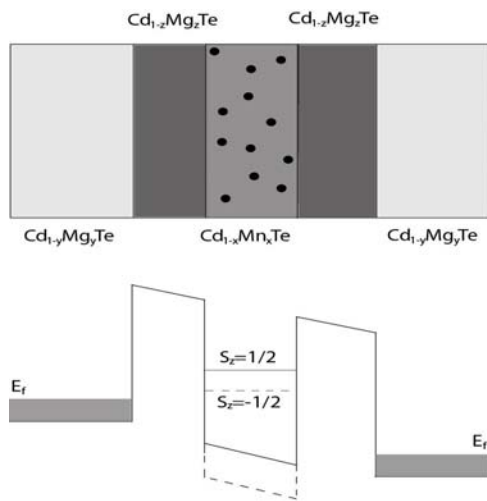


Fig. 1. A schematic diagram of the heterostructure and the band alignment for the spin-up and the spin-down electrons in a magnetic field. Thin lines indicate the resonance levels for the spin-up (solid) and the spin-down (dashed) electrons.

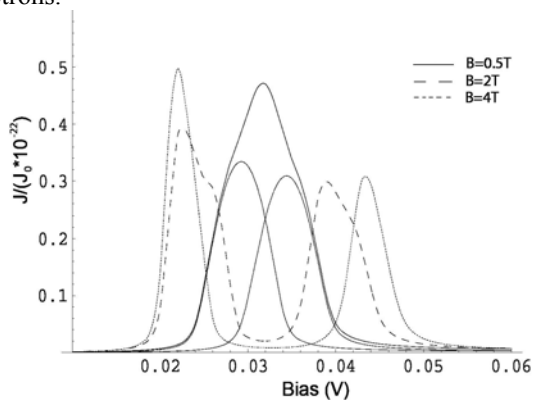


Fig. 2. The total current of the electrons against the applied voltage for the different values of the external magnetic field  $B = 0T$ ,  $B = 1T$  and  $B = 5T$ , the donor concentration  $N_D = 5 \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3}$  and the temperature  $T = 2K$ . Dotted curves correspond to the current components with a different spin polarization of carriers in a case of  $B = 1T$ .

Each peak of the total current in Fig. 2 corre-

sponds to the peak of the current with a certain electron spin polarization. Also was shown that peaks become wider when temperature increases, and for a certain value of temperature, correspondent maximums can overlap. The current polarization also was analyzed as a function of a number of parameters of the system such as widths of the barriers and the well, the concentration of the nonmagnetic Mg ions in barriers and magnetic ions in the well layer (more Mn magnetic ions in the well corresponds to the larger splitting of the resonant tunneling levels and, consequently, to the better localization of peaks and current polarization). For example, was shown that the current polarization is very sensitive to the donor concentration. Such analysis allows performing the system parameters optimization and obtaining the highest current and electron spin polarization.

In experiment, it is important to know not only the degree of polarization just after the tunneling through the spin filter but it is critical to know how the carrier polarization decreases at a distance from barriers.

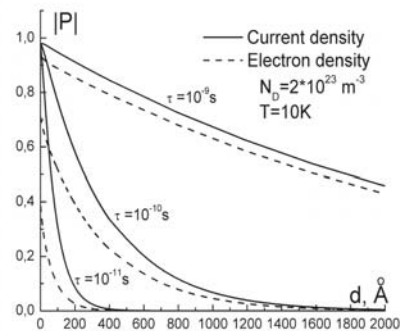


Fig. 3. Spin density and current density polarization degrees as a function of the distance from the border of the barrier.

It is clearly seen that for given parameters the electron spin polarization can exceed the value of 90 percent and would decrease when the distance from the spin filter grows (Fig. 3).

1. V. I. Sugakov and S. A. Yatskevich, Sov. Tech. Phys. Lett. **18**, 134 (1992).
2. Y. Guo, J.-Q. Lu, B.-L. Gu *et al.*, Phys. Rev. B **64**, 155312 (2001).
3. S. Nonoyama and J. Inoue, Physica E **10**, 283 (2001).
4. X. Zhang, B. Z. Li, G. Sun, F. C. Pu, Phys. Lett. A **245**, 133 (1998).
5. S. B. Lev, V. I. Sugakov, G. V. Vetsimakha, phys. stat. sol. (c) **3, 4**, 1091, (2006).

## TRIPLET ENERGY TRANSFERS IN CONJUGATED POLYMERS.

## II. A POLARON THEORY DESCRIPTION ADDRESSING THE INFLUENCE OF DISORDER

I. I. Fishchuk,<sup>1</sup> A. Kadashchuk,<sup>2,3</sup> L. S. Devi,<sup>4</sup> P. Heremans,<sup>2</sup> H. Bässler,<sup>5</sup> A. Köhler<sup>4</sup><sup>1</sup>*Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv*<sup>2</sup>*IMEC, Heverlee-Leuven, Belgium*<sup>3</sup>*Institute of Physics, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv*<sup>4</sup>*Department of Physics, University of Bayreuth, Bayreuth, Germany*<sup>5</sup>*Institute of Physical, Nuclear and Macromolecular Chemistry and Material Science Centre, Philipps-Universität Marburg, Marburg, Germany*

At present, there is particular need to develop our knowledge about the triplet excited states, which is used extensively in organic light-emitted diodes and solar cells. Triplet migration occurs as a succession of triplet energy-transfer processes, which are based on an exchange mechanism (Dexter transfer). In previous paper [1] the temperature dependence of triplet motion in a perspective conjugated polymer with low disorder of the triplet density of states was experimentally studied. It was found a thermally activated motion to occur from room temperature down to a transition temperature at 80 K. Below the transition temperature, triplet motion becomes nearly temperature independent.

In this work we present a full theoretical treatment that explicitly takes into account both polaronic contributions and effects due to the energetic disorder commonly present in disordered molecular or polymeric semiconductors.

1. Firstly, we consider the high-temperature regime. We used an effective medium approach (EMA) method to derive an expression for the effective triplet energy-transfer rate  $W_e$ . Drawing on the expressions developed in [2] in the presence of polaron effects (in the Marcus model), we obtain

$$W_e = \frac{J_0^2}{\hbar} \sqrt{\frac{\pi}{4E_a k_B T}} \exp\left(-2\frac{a}{L}\right) \times \exp\left[-\frac{E_a}{k_B T} - \frac{1}{8}\left(\frac{\sigma}{k_B T}\right)^2\right], \quad (1)$$

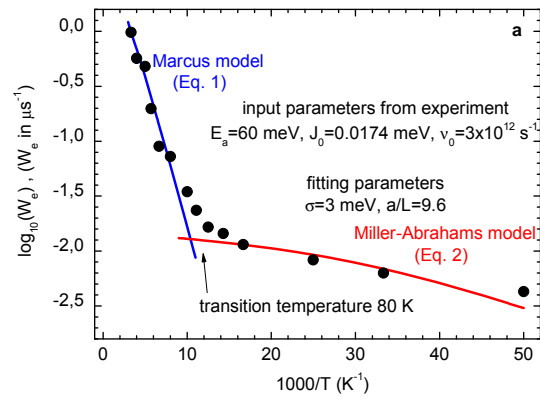
where  $J_0$  is the coefficient,  $E_a$  is the polaron activation energy,  $a$  is an average distance between neighboring localized states,  $L$  is the effective triplet localization radius,  $\sigma$  is the width of the Gaussian distribution of localized states.

2. Furthermore we consider the low-temperature regime. In this case the rate  $W_e$  using the EMA method in the absence of polaron effects (in the

Miller - Abrahams model) can be described [2] by the following expression

$$W_e = \nu_0 \exp\left(-2\frac{a}{L}\right) \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{\sigma}{k_B T}\right)^2\right], \quad (2)$$

where  $\nu_0$  is the coefficient.



The triplet transfer rate as a function of temperature on Arrhenius coordinates. The closed circles represent the experimental data [1]. The lines indicate fits according to Eqs. (1) and (2) using the parameters presented in Figure.

The intersection of the curves in Figure implies a crossover from the activated polaron motion (multiphonon hopping) to the low-temperature free polaron motion (one-phonon hopping).

Our model allows us distinguishing between polaron and disorder effects that control the transport in different temperature regimes.

1. L. S. Devi, M. K. Al-Suti, C. Dosche *et al.*, Phys. Rev. B **78**, 045210 (2008).
2. I. Fishchuk, A. Kadashchuk, H. Bässler, and S. Nešpůrek, Phys. Rev. B **67**, 224303 (2003).



## ПЕРЕРАСПРЕДЕЛЕНИЕ УГЛЕРОДА ДВИЖУЩИМИСЯ ДИСЛОКАЦИЯМИ В НАНОКОМПОЗИТНЫХ СОЕДИНЕНИЯХ ТИ-С-В ПРИ ТЕРМОМЕХАНИЧЕСКОМ ВОЗДЕЙСТВИИ

В. А. Макара<sup>1</sup>, В. В. Михайловский<sup>2</sup>, П. А. Селищев<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Киевский национальный университет имени Тараса Шевченко, Киев

<sup>2</sup>Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев

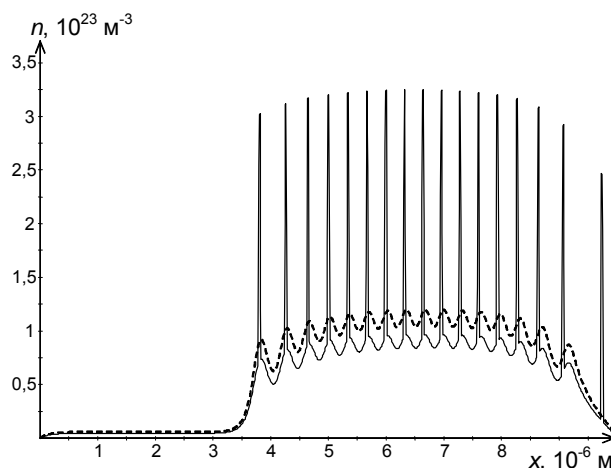
Новый перспективный материал – борид титана – интересен не только своими уникальными свойствами. Связанные с его получением процессы представляют интерес как для материаловедения, так и для физики твердого тела. Процесс механического измельчения, спекания и прессования карбидов титана и бора приводит к образованию боридов титана и выделению свободного углерода в различных структурных модификациях. Термомеханическое воздействие на карбид титана и вытеснение углерода бором связаны с освобождением углерода и перераспределением его в микро- и наночастицах карбида титана, чему способствует высокая нестехиометричность последнего.

Повышение температуры стимулирует переход атомов углерода в междоузельные положения. Предполагалось, что переход имеет термически активированный характер, а скорость генерации междоузельного углерода пропорциональна концентрации атомов углерода в решетке карбида, т.е. скорость генерации междоузельного углерода экспоненциально убывает со временем.

Напряжения, которые возникают при термомеханическом воздействии, вызывают скользящие дислокации [1]. Скользящие дислокации увлекают слабосвязанные атомы углерода, часть их захватывается ядром, часть увлекается и перемещается [2]. Предполагается, что захваченные дефекты тормозят дислокацию и, когда число перемещаемых дислокацией атомов углерода превысит критическое значение, скользящие прекращаются. Дислокация переползает и оставляет дефекты, которые были «замечены» ранее, и вновь продолжает скольжение, увлекая новые дефекты на своем пути, до следующей остановки. Таким образом, скользящая дислокация перераспределяет атомы углерода по кристаллу, распределение углерода становится пространственно-неоднородным (рисунок). Другие скользящие дислокации усиливают возникшую неоднородность. Аналогичные процессы проходят в частицах карбида бора.

Перераспределение углерода в кристалле карбида титана описывалось последовательным численным моделированием чередующихся быстрых и медленных режимов. Распределение, сформированное скользящей дислокацией, ис-

пользовалось в качестве начального распределения для расчета последующего медленного режима. И наоборот, распределение углерода, установившееся по окончании медленного режима, было начальным для расчета последующего быстрого режима. Изменение распределения углерода в течение медленного режима рассчитывалось путем численного решения уравнения Гельмгольца с источником, экспоненциально зависящим от времени. Значения параметров модели варьировались в широких пределах.



Распределение углерода в междоузельном положении при  $T = 1100 \text{ K}$ ,  $t = 100 \text{ мс}$ .

Полученные результаты проведенного моделирования позволяют утверждать, что обеднение углеродом карбида титана и распределение углерода по кристаллиту существенно зависят от времени термомеханического воздействия и его параметров. Установленные закономерности дают возможность управлять величиной потока углерода на границу кристаллита, что важно для получения требуемого его состава и необходимых свойств.

Работа опубликована в журнале “Металлофизика и новейшие технологии”, 2008, т. 30, № 9.

1. Дж. Хирт и И. Лоте, *Теория дислокаций* (Атомиздат, Москва, 1972), 643 с.
2. А. С. Бакенов и В. В. Кирсанов, Вопросы атом. науки и техники. Сер. Физика радиац. поврежденных и радиац. материаловедение вып. 1(38), 41 (1986).

## УСКОРЕНИЕ АТОМОВ ПРИ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДАХ НА ПОВЕРХНОСТИ КРИСТАЛЛА

И. Ю. Голиней, В. В. Михайловский, В. И. Сугаков

*Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев*

В серии работ [1 - 3] был предложен механизм ускорения атомов без внешнего ускоряющего поля. Ускорение происходит в неравновесной системе как результат перехода атомов в равновесное состояние. В работах рассмотрено несколько физических систем, в которых возможно возникновение таких процессов: при некоторых структурных фазовых переходах, при сильной деформации кристалла, при движении винтовой дислокации. В настоящей работе проведено математическое моделирование ускорения атомов при фазовом превращении на поверхности кристалла.

Для понимания качественной картины процесса удобно рассмотреть движение одного ряда атомов в модели твердых сфер. Атомы подложки и адатомы других рядов создают для адатомов выбранного ряда двукратный потенциал, где изначально атомы занимают энергетически менее выгодные минимумы (см. рисунок). Допустим, что один из адатомов получает некую кинетическую энергию и начинает движение вдоль ряда. Он движется в более низкий минимум потенциальной энергии вплоть до соударения со следующим адатомом, при этом он увеличит свою кинетическую энергию на некоторую величину  $\Delta E$ . При центральном ударе адатомы обмениваются кинетической энергией: налетающий адатом остановится, а следующий адатом полетит дальше: с той же позиции, что и предыдущий адатом, но с увеличенной энергией. Подобное соударение произойдет между следующей парой соседей. Таким образом, после большого числа соударений у очередного адатома окажется энергия, высвобожденная при релаксации большого числа адатомов. Такое состояние с ускоряющимся одним атомом было названо акселероном [2].

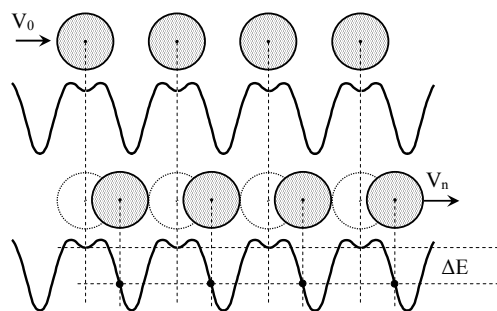


Схема перемещений атомов в процессе релаксации.

Для моделирования системы численно решались уравнения Ньютона. Потенциал межатомного взаимодействия был выбран в виде потен-

циала Леннарда - Джонса, был введен периодический потенциал взаимодействия атомов с подложкой. В начальный момент времени всем частицам задавалась небольшая скорость, после чего динамика системы некоторое время моделировалась для установления теплового равновесия. В некоторый момент времени одной из частиц придавалась некая значительная скорость вдоль оси  $x$  и рассматривалась последующая динамика системы. Моделирование производилось для систем до  $500 \times 8$  атомов, при этом система отслеживала прохождение акселерона и сдвигала систему, что позволяло рассматривать каскады десятков тысяч атомов.

Результаты моделирования показывают, что динамика системы отвечает качественной картине динамики акселерона. С распространением акселерона по кристаллу значение максимальной скорости атомов увеличивается. Получены значения для максимальной достижимой энергии: несколько сотен электрон-вольт для низких температур и порядка десятка электрон-вольт для комнатных. Показано, что существенное влияние оказывают рассеяние на тепловых колебаниях.

Предложенный механизм ускорения отличается от других известных механизмов. Он появляется при определенных условиях в неравновесной системе при релаксации. Поскольку энергия ускоренной частицы намного превышает  $kT$ , появление акселеронов может быть одной из причин появления ряда аномальных явлений: излучения электромагнитных волн в ультрафиолетовой и рентгеновской областях, связанного с ударным механизмом возбуждения атомов, увеличения вероятности низкопороговых ядерных реакций и др. Ускоренные атомы будут возбуждать электронную систему, что может проявиться в появлении проводимости, а также электромагнитного излучения вплоть до рентгеновской области. В плоскости поверхности кристалла вне кристалла должен наблюдаться поток атомов, ускорившихся в кристалле и покинувших его.

Работа докладывалась на международной конференции "Современные проблемы физики металлов", которая проходила 7 - 9 октября в Киеве.

1. В. И. Сугаков, Укр. фіз. журн. **37**, 1212 (1992).
2. В. И. Сугаков, ФТТ **35**, 2714 (1993).
3. V. I. Sugakov, phys. stat. sol. (b) **200**, 19 (1997).
4. V. V. Mykhaylovskyy, V. I. Sugakov, K. Koshino, and T. Ogawa, Solid State Commun. **113**, 321 (2000).

## ГІГАНСЬКІ ВИХРОВІ СТРУКТУРИ В НАНОРОЗМІРИХ СФЕРИЧНИХ НАПІВПРОВІДНИКАХ II РОДУ

О. М. Шевцова

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

Бурхливий прогрес у нанотехнології змінює наші знання про фізику вихрового стану [1, 2]. Виявилось, що добре відомі абрикосовські вихори, які несуть один квант потоку та характеризуються топологічною сингулярністю параметра порядку, є енергетично не вигідними в нанорозмірних надпровідниках. Більше того, у нанорозмірних надпровідниках може притиснути тільки певна кількість вихорів, у той час як у об'ємних надпровідниках кількість вихорів може бути дуже великою. Таким чином, геометричні розміри зразка є дуже важливим параметром, який визначає типи вихрових структур, які можуть бути реалізовані в нанорозмірних надпровідниках. Експерименти підтвердили, що існує два типи вихрових структур, які можуть бути реалізовані в нанорозмірних надпровідниках: а) багато вихрові структури з просторово розміщеним одно квантовими вихровими станами та б) аксіально симетричні гігантські вихрові стани. Перші структури є аналогом абрикосовських вихорів в об'ємних надпровідниках, а інші – мультиквантові вихори з одиничним центральним кором.

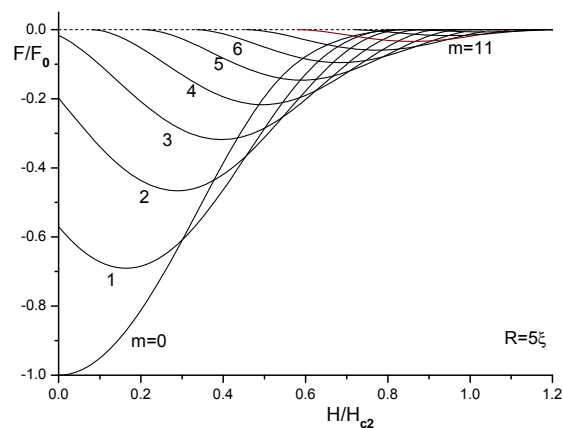
Вивчення надпровідності у сферичних нанорозмірних зразках є більш складним, через явно виражений 3-мірний характер задачі. Вихрові стани нанорозмірних сферичних надпровідників досліджувались у рамках нелінійного функціонала Гінзбурга - Ландау для вільної енергії. Було показано, що гігантський вихор може виникати в нанорозмірному надпровіднику другого роду.

Еволюція гігантського вихора була проаналізована для різних типів граничних умов, які відповідають різним типам матриць, в яких міститься надпровідне включення.

### 1. Границя розділу надпровідник/вакуум.

Основні особливості вільної енергії є такими. З ростом радіуса сферичного зразка зростає число можливих вихрових станів. Природним є також результат, що критичне поле зменшується з ростом радіуса надпровідного включення [3, 4]. Величини інтервалів, що описують основний стан, також зменшуються з ростом радіуса сферичного включення. При певних значеннях магнітних полів (так звані поля переходів  $H_{m \rightarrow m+1}$ ) виникає захоплення нового кванта потоку. Величини цих полів суттєво відрізняються при малих радіусах, але з ростом радіуса різниця даних величини зменшується і при достатньо

високих полях вони практично збігаються. Гігантський вихор з  $m > 0$  може виникати тільки в сферичних зразках, радіус яких більший від певного критичного значення. Наприклад, гігантський вихровий стан з  $m = 1$  не може бути реалізований, якщо радіус включення менший, ніж  $2\xi$ .



Вільна енергія в залежності від магнітного поля для гігантського вихора, локалізованого на сфері.  $R = 5\xi$ . Горизонтальна штрихова лінія відповідає нульовому значенню енергії. Число  $m$  під кривими описує число станів гігантського вихора.

### 2. Надпровідне включення, розміщене в діелектричній матриці.

У даному випадку граничні умови де Жена є більш складними і роль довжини екстраполяції, яка визначається властивостями матриці, в якій розміщене феричне включення, стає дуже суттєвою, оскільки при зменшенні довжини екстраполяції відбувається сильне подавлення надпровідності. Еволюція вихрового стану є аналогічною, як і у попередньому випадку, але характерні величини, які описують поведінку гігантського вихора, будуть суттєво різними. Наприклад, величина порогового значення є вищою, ніж у попередньому випадку.

1. A. K. Geim, I.V. Grigorieva, S.V. Dubonos *et al.*, Phys. Rev. B **390**, 259 (1997).
2. A. Kanda, B. J. Baelus, F. M. Peeters *et al.*, Phys. Rev. Lett. **93**, 257002 (2004).
3. V. L. Ginzburg. JETP **34**, 113 (1958).
4. O. N. Shevtsova, Supercond. Sci. Technol. **18**, 726 (2005).

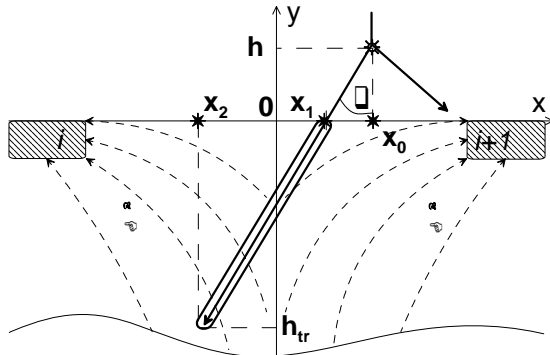
## SILICON DETECTOR WITH A POLYETHYLENE CONVERTER AS A POSITION SENSITIVE DETECTOR FOR FAST NEUTRONS

I. E. Anokhin, O. S. Zinets

*Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv*

The objective of the present work is the consideration of the possibility of the coordinate determination of fast neutrons using a polyethylene film as a converter and a strip detector for the registration of the recoil protons. Thus there are two parts of the problem. The first part is the determination of characteristics of recoil protons penetrated into the strip detector. It is well known problem and considered in a number of papers [1, 2]. The second part is the extracting of the information about incident neutron coordinates from the data of responses of the strip-detector on recoil proton tracks. The problem of registration of short range charge particles was studied in papers [3 - 5].

Figure shows the principle of the neutron coordinate determination. In the polyethylene film in (n-p) collisions recoil protons are generated which enter into the strip detector. They create electron-hole pairs. Analysis of the charge collected on strips allows obtaining information about the coordinate of the incident neutron.



Geometry of the coordinate determination of the recoil proton.

The energy deposited into the strip detector from a single event (recoil proton generated at the point  $h$  with the angle  $\theta$  from a neutron with the energy  $E_n$ )

$$E_d = \left( (E_n \cos^2 \theta)^\beta - \left( \frac{h}{R_0 \cos \theta} \right)^\beta \right)^{\frac{1}{\beta}} \text{ (MeV)}. \quad (1)$$

For a proton range in polyethylene the following empirical expression was used [1]

$$R_p = R_0 \cdot \left( \frac{E_p}{\text{MeV}} \right)^\beta, \quad (2)$$

with parameters  $R_0 = 20 \mu$ ,  $\beta = 1.75$ .

Points of entering recoil protons in strip detector create "spot" on the strip detector surface with the radius

$$x_m(\theta, h) = h \sqrt{\left( \frac{R_{\max}}{h} \right)^{\frac{2}{2\beta+1}} - 1}, \quad R_{\max} = R_0 E_n^\beta. \quad (3)$$

The maximum radius of spot is  $R_{spot} = x_m^{\max} = 0.3037 R_{\max}$  at  $h_{\max} = 0.5681 R_{\max}$ .

The charge collected on  $i$ -th strip from a single track  $\vec{l}_p$  is

$$q_i(x_0, \vec{l}_p) = f_i(x_0, \vec{l}_p) q(l_p), \quad (4)$$

where  $f_i(x_0, \vec{l}_p)$  is the response (charge collection) function of the strip-detector.

The total average charge collected from all tracks on  $i$ -th strip is the sum of collected charges from all individual tracks

$$\bar{Q}_i(x_0) = \sum_{l_p} q_i(x_0, \vec{l}_p) = \int_{x>0} \rho_{tot}(x_0, \vec{r}) d\vec{r}, \quad (5)$$

where  $\rho_{tot}$  is the sum of the charge densities of individual tracks.

Measurements of average collected charges on the detector strips allow obtaining information about the incidence point  $x_0$  of neutrons between strips.

The accuracy of the coordinate determination depends on the distribution of the proton tracks in the volume of the silicon strip detector and relation between ranges of recoil protons and interstrip distance. When interstrip distance is order of the spot radius estimations give the accuracy of order of  $\sim 0.3 R_{\max}$ , where  $R_{\max}$  is the maximum recoil proton range in polyethylene. For example, for 1 MeV neutron  $R_{\max} = 20 \mu$  and the accuracy is  $6 \mu$ , for 2 MeV neutrons  $R_{\max} = 67 \mu$  the accuracy is  $20 \mu$ .

1. S. Agosteo, C. Birattari, G. D'Angelo *et al.*, Nucl. Instrum. Methods A **515**, 589 (2003).
2. D. S. McGregor, M. D. Hammig, Y.-H. Yang *et al.*, Nucl. Instrum. Methods A **500**, 272 (2003).
3. J. Kemmer and G. Lutz, Nucl. Instrum. Methods A **253**, 365 (1987).
4. A. B. Rosenfeld, V. M. Pugatch, O. S. Zinets *et al.*, Nucl. Instrum. Methods A **326**, 234 (1993).
5. I. E. Anokhin and O. S. Zinets, Nucl. Instrum. Methods A **477**, 110 (2002).

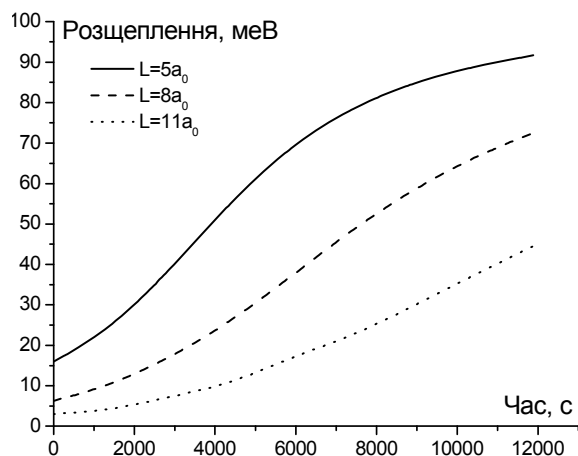
## МАГНІТНА ЗАЛЕЖНІСТЬ ЕКСИТОННИХ СПЕКТРІВ У КВАНТОВИХ ЯМАХ ОПРОМІНЕНИХ НАПІВМАГНІТНИХ НАПІВПРОВІДНИКІВ

Г. В. Верцімаха, В. В. Михайловський, В. Й. Сугаков

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

У зв'язку з широким використанням низьковимірних структур актуальними стають питання радіаційної стійкості таких структур. Метою даної роботи є дослідження ефекту, чутливого до перерозподілу домішок у квантовій ямі, спричиненого опроміненням. У попередній роботі авторів [1] досліджувались зміни в екситонних спектрах, спричинені опроміненням напівмагнітної квантової ями, і було показано, що дифузійне розмиття такої квантової ями суттєво змінює положення екситонних смуг. У даній роботі ми показали, що розщеплення екситонних смуг у магнітному полі є чутливим до дози опромінення й може істотно збільшуватися.

Як відомо, у напівмагнітних напівпровідниках існує сильна обмінна взаємодія носіїв заряду з магнітними іонами [2]. Оскільки ця обмінна взаємодія (0,1 - 1 еВ) значно перевищує пряму взаємодію носіїв з магнітним полем ( $10^{-4}$  -  $10^{-5}$  еВ у магнітному полі порядку 1 Т), то орієнтація спінів магнітних домішок у зовнішньому магнітному полі приводить до сильної залежності положення екситонних рівнів від магнітного поля.



Розщеплення екситонного рівня в магнітному полі  $V = 5$  Т залежно від часу опромінення.

Якщо квантова яма формується шаром немагнітного напівпровідника (наприклад, CdTe) з напівмагнітними бар'єрними шарами (CdMnTe), то взаємодія локалізованих в ямі носіїв з магнітними іонами зумовлюється лише проникненням хвильових функцій електрона та дірки в бар'єри, де містяться магнітні іони, а отже, є невеликою. Опромінення приводить до проникнення магнітних іонів у квантову яму, суттєво збільшуючи їх

взаємодію з носіями. Таким чином, величина розщеплення екситонних смуг у зовнішньому магнітному полі має бути чутливою до опромінення, яке перерозподіляє магнітні іони в гетероструктурі.

Для з'ясування просторового розподілу марганцю було сформульовано і чисельно розв'язано кінетичні рівняння для концентрації кадмію, марганцю, вакансій і міжвузельних атомів[1].

Для розрахунків енергії зв'язку використовувався варіаційний метод. Розрахунки проводились для структур із відносною концентрацією іонів марганцю в глибині бар'єрних шарів  $x_0 = 0.15$ , ширина моношару  $a_0 = 3,24$  Å. Для прямокутної квантової ями з напівмагнітними бар'єрами розщеплення  $\sigma^+$ - та  $\sigma^-$ -компонент екситонного переходу в магнітному полі зростає із зменшенням ширини ями, оскільки в цьому випадку хвильова функція екситону глибше проникає в напівмагнітні бар'єрні шари. При опроміненні магнітні іони проникають у шар квантової ями, і з часом енергія екситону зростає внаслідок звуження ями. При цьому зростає й розщеплення екситонних смуг, оскільки всередині квантової ями домішки ефективніше взаємодіють з носіями заряду. При достатньо тривалому опроміненні концентрація магнітних іонів стає відмінною від нуля у всьому шарі квантової ями, при цьому розщеплення смуг в ямах наближається за величиною до розщеплення в бар'єрному магнітному шарі (рисунок).

Таким чином, у роботі показано, що перерозподіл іонів марганцю під дією опромінення призводить до суттєвого збільшення розщеплення рівнів екситонів у магнітному полі у квантовій ямі. Явище пов'язане з проникненням іонів марганцю у квантову яму, що зумовлено двома чинниками: розігрівом зразка опроміненням та утворенням точкових дефектів, що призводить до пришвидшення дифузії марганцю. Унаслідок цього ефект гігантського спінового розщеплення стає більш істотним.

Робота опублікована в журналі "Ядерна фізика та енергетика", 2008, № 1(23), С. 69.

1. Г. В.Верцімаха, В. В.Михайловський та В. Й. Сугаков, Зб. наук. праць Ін-ту ядерних досл. № 2(15), 97 (2005).
2. А. В. Комаров, С. М. Рябченко, О. В. Терлецкий *и др.*, ЖЭТФ 73, 608 (1979).

**МОДЕЛЮВАННЯ В СИСТЕМАХ РАДІАЦІЙНИХ ВИМІРЮВАНЬ****В. В. Коваленко***Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев*

Аналізуються поширені методи вимірювання розподілу інтенсивності в потоках іонізуючих випромінювань. Встановлено, що в своїй більшості застосовуються «непрозорі» методи вимірювань, що обмежують можливості радіаційних досліджень.

Пропонується шлях реалізації «прозорих» методів радіаційних вимірювань.

Обговорюється метод вимірювання локально-

го розподілу інтенсивності випромінювання в режимі реального часу. Передбачено використання математичних методів обробки інформації на ЕОМ з застосуванням перетворень родона. Це дозволяє вимірювати розподіли інтенсивності в потоках радіації не перериваючи експеримент.

Розглядаються експериментальний програмно-апаратний комплекс для здійснення запропонованої методики.

**РАДИАЦИОННАЯ УСТАНОВКА ДЛЯ ТЕХНОЛОГИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ И ПРОИЗВОДСТВА ДОРОЖНЫХ ПОКРЫТИЙ****В. И. Сахно***Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев*

Обсуждаются проблемы создания в ИЯИ НАН Украины специализированной радиационной установки для технологических исследований и производства опытных партий улучшенных дорожных покрытий. Установка создана на базе промышленного электронного ускорителя серии «Электроника». Приводится комплекс специальных подпучковых устройств, предназначенных для исследовательских и производственных целей и созданных для укомплектования установки при ее адаптации под новые задачи. В их числе - устройства перемещения облучаемых материалов в радиационном поле, устройства для

радиационных измерений, устройства автоматики и др. Показаны также проблемы модернизации штатного оборудования ускорителя для повышения его эксплуатационной надежности при длительной непрерывной работе.

Описаны базовые методы выполнения на ней технологических исследований, а также особенности эксплуатации установки в режиме промышленных облучательных работ при производстве модифицированного асфальтобетона.

Работа выполнена при поддержке проекта УНТЦ № 1369.

**ИССЛЕДОВАНИЯ И РАЗРАБОТКИ РАДИАЦИОННЫХ МЕТОДОВ ПРОИЗВОДСТВА УЛУЧШЕННЫХ ДОРОЖНЫХ ПОКРЫТИЙ С ПОМОЩЬЮ УСКОРИТЕЛЯ ЭЛЕКТРОНОВ****И. Н. Вишневский, А. Г. Зелинский, А. В. Сахно, В. И. Сахно, С. П. Томчай, Т. В. Хрин, Н. В. Халова***Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев*

Обсуждается разработанный в Украине радиационный метод получения высокопрочного асфальтобетона с использованием ускорителя электронов с энергией 5 МэВ. Метод реализует износостойкие материалы для дорожных покрытий с использованием полиамидных волокон, получаемых при переработке изношенных автошин. Его применение одновременно решает две важные проблемы – повышение эксплуатационной долговечности покрытия дорог и утилизацию биологически опасных компонентов переработки автошин. Приводятся основные физико-механические характеристики нового материала.

В основе методики лежит микроармирование асфальтно-битумных смесей полиамидным волокном из разделанных изношенных автомо-

бильных шин. В этих методах с помощью ускорителя решаются проблемы поверхностной активации полиамидного волокна с целью образования физико-химических связей и с битумными связующими асфальтобетона. Полученный в результате композитный материал обладает высокой износостойкостью, минимальным поглощением влаги и расширенным диапазоном рабочих температур. При реализации методики решены технические проблемы облучения модифицируемых материалов, определены оптимальные параметры стадий технологического регламента радиационной обработки компонентов модифицированных смесей.

Работа выполнена при поддержке проекта УНТЦ № 1369.

## АНОТАЦІЇ РОБІТ З ФІЗИКИ ПЛАЗМИ

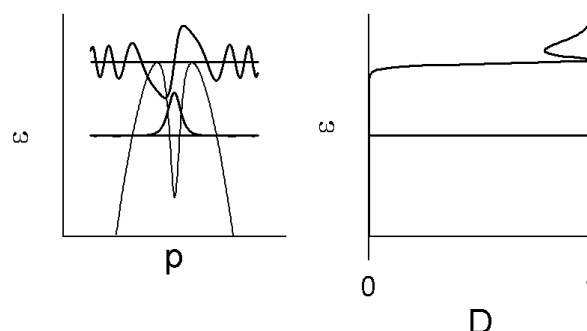
### THEORY OF THE GENERATION OF KINETIC ALFVÉN WAVES BY NON-CONVENTIONAL GLOBAL ALFVÉN EIGENMODES

O. P. Fesenyuk, Yu. V. Yakovenko, Ya. I. Kolesnichenko, A. P. Pasichny

*Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv*

Alfvén instabilities driven by energetic ions can deteriorate the confinement of these ions and, in some cases, even that of the bulk plasma [1]. In paper [2] the deterioration of the plasma energy confinement in experiments on the stellarator W7-AS [1] was shown to be caused by the oscillating electric field of a kinetic Alfvén wave (KAW) emitted by an ideal Non-conventional Global Alfvén Eigenmode (NGAE) via tunnelling [3]. In the present work, a general theory of the generation of KAWs by NGAE/RSAE-modes is developed (here RSAE is Reversed-Shear Alfvén Eigenmode). An Alfvén wave equation taking into account finite Larmor radius effects [4] is analyzed. A Schrödinger-type equation in the radial wave number space for localized NGAE modes is obtained. NGAE modes are represented by quasi-steady states in this equation when the potential has one or two central minima enclosed by two maxima. A necessary condition of their existence is obtained. The energy of NGAE leaks out of the central region and transforms into the energy of a KAW, which leads to the radiative damping of the NGAE mode. An analytical expression for the radiative damping rate is obtained with the WKB method. A numerical code solving the eigenvalue problem for the obtained Schrödinger equation complemented with a condition of the absence of incident waves is developed.

This code is checked by comparison with a code for quantum mechanics scattering problems, which has been previously developed by A. P. Pasichny. The maxima of the transmission coefficient  $D$  calculated with the latter code correspond to quasi-steady energy levels.



Numerical calculations of the eigenfrequencies and the KAW transmission coefficient  $D$  for the parameters of the W7-AS discharge #40173 [1, 2]. Left: thick horizontal lines represent the effective energy levels  $\epsilon$  (normalized frequencies) calculated with the first code, thick curves sketch the corresponding wave functions; thin curve shows the dependence of the potential  $V$  on the normalized radial wave number  $p$ . Right:  $\epsilon$  versus the KAW transmission coefficient  $D$  calculated with the second code (the scales of  $\epsilon$  are the same on both graphs).

The developed theory is applied to the W7-AS discharge #40173. The results of calculations with both mentioned codes are as follows. It is found that there exist two eigenfunctions, one of them having a knot at  $p = 0$  (see Figure), which agrees with the experiment. The calculated KAW transmission coefficient has sharp maxima at the eigenvalues, reaching unity. The NGAE damping rates are  $\gamma/\omega = 5 \times 10^{-7}$  and  $\gamma/\omega = 10^{-2}$  for the lower frequency and higher frequency, respectively. They are in good agreement with analytical expressions obtained with the WKB method.

1. A. Weller *et al.*, Phys. Plasmas **8**, 931 (2001).
2. Ya. I. Kolesnichenko *et al.*, Phys. Rev. Lett. **94**, 165004 (2005).
3. R. R. Mett and S. M. Mahajan, Phys. Fluids B **4**, 2885 (1992).
4. O. P. Fesenyuk *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **45**, 1 (2003).

## EFFECT OF THE TOROIDAL ASYMMETRY ON THE STRUCTURE OF TAE MODES IN STELLARATORS

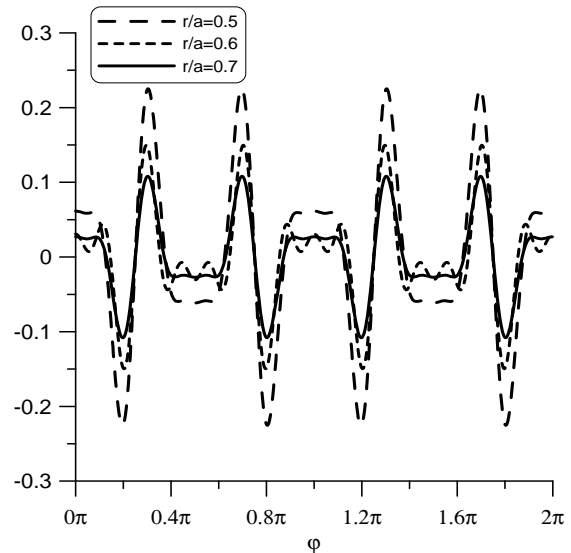
 Yu. V. Yakovenko,<sup>1</sup> Ya. I. Kolesnichenko,<sup>1</sup> V. V. Lutsenko,<sup>1</sup> A. Weller<sup>2</sup>, A. Werner<sup>2</sup>
<sup>1</sup>Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv

<sup>2</sup>Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, Greifswald, Germany

Instabilities of Alfvén eigenmodes (AE) are often observed in tokamaks and stellarators. In spite of considerable similarities between AEs in tokamaks and AEs in stellarators, the lack of axial symmetry in the stellarators results in important differences between them. In particular, it was found recently [1] with the use of the ballooning formalism that weak toroidal asymmetry can result in strong toroidal anharmonicity of the Torodicity-induced AEs (TAE), which are often observed in tokamaks and stellarators. The reason for this lies in the degeneration of the TAEs: For each TAE mode, there is an infinite set of modes with approximately the same frequency and location. Therefore, even weak asymmetry can couple TAEs with different toroidal mode numbers ( $n$ ), producing anharmonic modes. The aim of this work is to study numerically this effect for modes with low  $n$ , for which the ballooning formalism is not applicable.

To achieve this aim, we study a set of TAEs with the same location with the new code BOA-en. A low-shear configuration similar to that of Wendelstein-line stellarators with the number of the field periods  $N = 4$  is taken. The chosen modes are coupled by the (4,1)-harmonic of the plasma shape (i.e., the harmonic  $\propto \cos(4\theta - N\phi)$ , helical quadrangularity; here  $\theta$  and  $\phi$  are the poloidal and toroidal angles, respectively). When this harmonic is switched off (the configuration is axisymmetric), the code finds a set of modes harmonic in  $\phi$ . When the coupling is switched on, strongly anharmonic modes appear (see example in Figure). These modes cannot be characterized by a specific  $n$ , having comparable contributions of different toroidal harmonics. The period of the anharmonic modes in the toroidal direction is determined by the periodicity of the harmonic producing the coupling. The amplitude of an anharmonic mode strongly varies with  $\phi$ , which may be important for diagnostics (probes at different toroidal positions may measure very different mode amplitudes). The appearance of strongly anharmonic states was observed for rather global modes (with  $n$  as low as 6 and sometimes 2 and with the width reaching 1/3 of the plasma radius).

A relationship between the poloidal and toroidal numbers of the TAEs ( $m$  and  $n$ ), the numbers  $\mu$



The calculated toroidal structure of the potential of an eigenmode at different radial coordinates  $r$  and  $\theta = 0$ . The eigenmode consists of harmonics with  $n = 6, 10$ , and  $14$ ;  $a$  is the plasma radius.

and  $\nu$  of the coupling harmonic ( $\propto \cos(\mu\theta - \nu N\phi)$ ), and the rotational transform ( $\iota$ ) at the point of the mode localization (the “selection rule”) can be obtained. It follows from this relationship that even  $N$  and low aspect ratio of the device are favourable for the appearance of strongly anharmonic TAEs.

This work was carried out within the Partner Project Agreement P-034g between the Science and Technology Center in Ukraine (STCU), KINR, and Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, the Project Agreement 4588 between STCU and KINR, the Project M/52-2008 of the Ministry of Education and Science of Ukraine, and the Co-Operation Project WTZ-UKR 06/005 of the International Bureau of the Federal Ministry of Education and Research (BMBF) of Germany.

This work was reported at the 22<sup>nd</sup> IAEA Fusion Energy Conference (Geneva, 13-18 October 2008) and published in the Conference Proceedings (<http://www-pub.iaea.org/MTCD/Meetings/FEC2008>, Report TH/P3-12).

1. Yu. V. Yakovenko *et al.*, in *Proc. of the 10<sup>th</sup> IAEA TM on Energetic Particles in Magnetic Confinement Systems*, Kloster Seeon, 2007 (IAEA, Vienna, 2008), Rep. Iv.03.



**ДРЕЙФОВО-ЗВУКОВІ ТА ДРЕЙФОВО-АЛЬФВЕНІВСЬКІ ВЛАСНІ МОДИ В СТЕЛАРАТОРАХ І ТОКАМАКАХ**

**Я. І. Колесниченко<sup>1</sup>, В. В. Луценко<sup>1</sup>, А. Веллер<sup>2</sup>, Х. Томсен<sup>2</sup>,  
Ю. В. Яковенко<sup>1</sup>, Й. Гайгер<sup>2</sup>, А. Вернер<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

<sup>2</sup>Інститут фізики плазми Макса Планка, Грайфсвальд, Німеччина

Побудовано теорію низькочастотних хвильових явищ у тороїдальних плазмових системах типу “стеларатор” та “токамак”, яка враховує ефекти скінченної діаманітної частоти і стисливості плазми. Використовуючи цю теорію та створений на її основі числовий код, а також результати експериментів на німецькому стелараторі

Вендельштайн 7-АС (зокрема, ті що представлені на рис. 1), відкрито дрейфово-звукові власні коливання та новий тип дрейфово-альфвенівських власних коливань у тороїдальній плазмі (рис. 2). Ці результати доповідалися на 22-й конференції МАГАТЕ “Fusion Energy Conference” (Женева, жовтень 2008 р.).

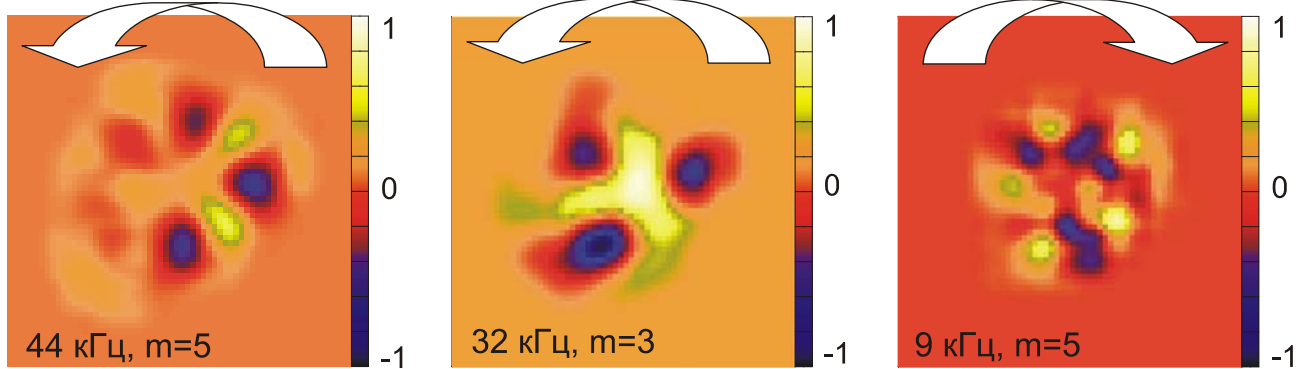


Рис. 1. Томографічна реконструкція експериментальних даних м’якого рентгенівського випромінювання під час нестійкості в розряді #39029 стеларатора Вендельштайн 7-АС. Високочастотні моди обертаються в іонному діаманітному напрямку, у той час як низькочастотна мода (9 кГц) – в електронному.

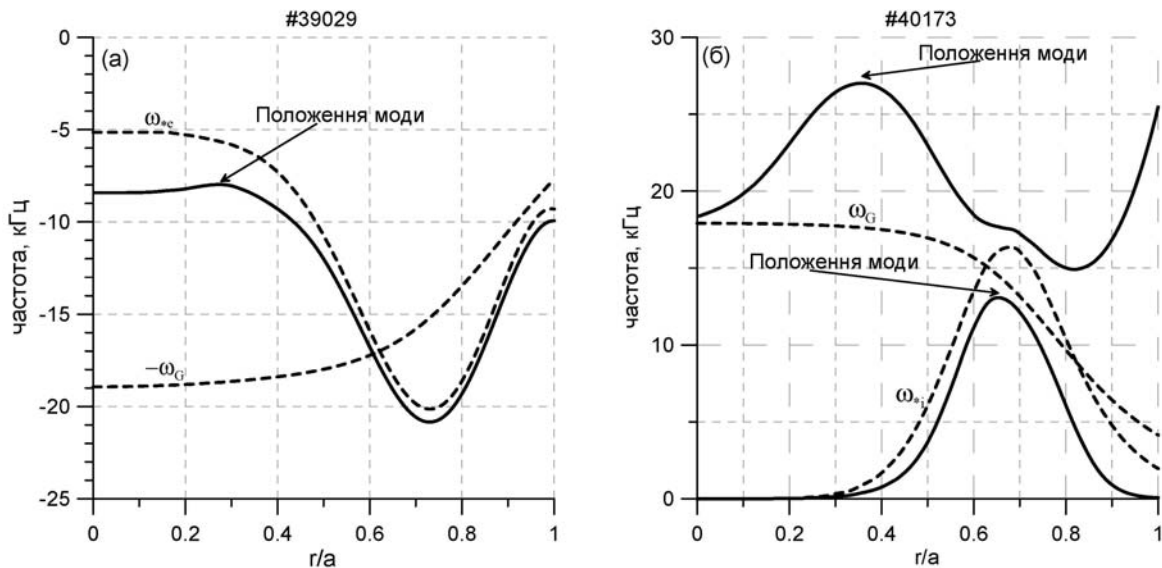


Рис. 2. Числове моделювання нестійкостей у стелараторі Вендельштайн 7-АС: *a* – дрейфово-звукові коливання; *b* – дрейфово-альфвенівські коливання. Суцільні криві репрезентують континуум,  $\omega_G$  - геодезична частота,  $\omega_{иe}$  – іонна/електронна діаманітна частота. Знайдені власні моди локалізовані поблизу екстремумів континуумних кривих.

**РЕЗУЛЬТАТИ ФОКЕР-ПЛАНКІВСЬКОГО МОДЕЛЮВАННЯ АЛЬФА-ЧАСТИНОК СИНТЕЗУ В МІЖНАРОДНОМУ ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНОМУ ТОКАМАЦІ-РЕАКТОРІ (ITER)**

**В. О. Яворський<sup>1,2</sup>, В. Я. Голобородько<sup>1,2</sup>, Л. Г. Еріксон<sup>3</sup>, В. Кінгілій<sup>4</sup>, К. Шопф<sup>2</sup>, С. Шарاپов<sup>4</sup>**

<sup>1</sup>Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

<sup>2</sup>Інститут теоретичної фізики Інсбруцького університету, Інсбрук, Австрія

<sup>3</sup>Асоціація EURATOM-СЕА, СЕА/DSM/DRFC, СЕА-Кадараш, Франція

<sup>4</sup>Калемський науковий центр, Абінгдон, Великобританія

Альфа-частинки в ITER матимуть вагомий вплив на плазму та на стінки камери завдяки значній потужності ядерного синтезу [1]. Тому розробка сценаріїв ITER вимагає детальної інформації як про альфа частинки синтезу, що утримуються в плазмі, так і про втрати таких частинок із плазми. Необхідна інформація може бути отримана за допомогою тривимірного в просторі інваріантів руху фокер-планківського моделювання функції розподілу альфа частинок [2]. Проведені в роботі [2] розрахунки демонструють високу чутливість розподілу альфа-частинок по швидкостях та просторових координатах до сценаріїв плазми. Радіальна неоднорідність джерела продуктів DT синтезу призводить до суттєвої анізотропії розподілу альфа-частинок по поздовжній швидкості та відповідно до значного струму цих частинок,  $j_\alpha(R, Z)$ . На зовнішньому обводі тора  $j_\alpha$  протікає в напрямку основного струму в плазмі,  $j_{tot}$ , а на внутрішньому – у напрямку, протилежному до  $j_{tot}$ . Слід зауважити, що анізотропія розподілу альфа-частинок спричиняє струм електронів [3],  $j_e = \langle j_\alpha \rangle \cdot (1 - Z_\alpha F_c / Z_{eff})$ ,

де  $F_c$  – доля пролітних електронів, а  $\langle \dots \rangle$  означає усереднення по магнітній поверхні. Оскільки  $j_e$  частково компенсує струм  $j_\alpha$ , то повний струм, що ініціюється альфа-частинками рівен  $j_\alpha j_e$ . На рисунку представлено профілі  $j_\alpha - j_e$  в екваторіальній площині для сценарію 2 ( $I/B = 15\text{MA}/5.3\text{T}$ ) та сценарію 4 ( $I/B = 9\text{MA}/5.3\text{T}$ ) [1]. Для порівняння наведено профілі повного струму  $j_{tot}$  [1], що не враховує вкладу від альфа-частинок. Зауважимо, що в сценарії 4 струм альфа-частинок зрівнюється по величині із основним струмом у плазмі. Важливим є також вклад альфа-частинок у нагрівання та обертання плазми. Очевидно, що розробка сценаріїв ITER вимагає самоузгодженого врахування впливу альфа-частинок як на рівновагу, так і на основні параметри плазми.

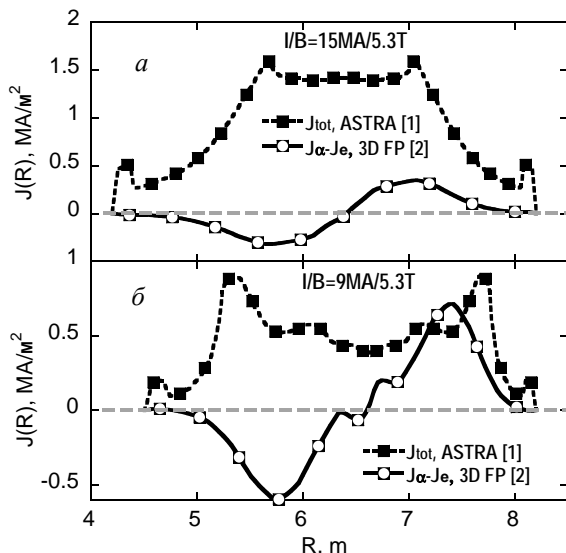
У роботі [2] проведено розрахунки поloedальних профілів густини та потужності альфа-частинок синтезу переданої компонентам основної плазми. Також у ній досліджуються втрати альфа-частинок за рахунок кулонівських зіткнень з частинками основної плазми.

Висновки проведеного моделювання:

1. Кулонівські зіткнення приводять до значних втрат (близько 25 - 30 %) частково термалізованих альфа-частинок ( $E > 0.33$  MeV). Енергетичні спектри таких втрат надзвичайно чутливі до сценаріїв ITER.

2. Анізотропія розподілу альфа-частинок синтезу по поздовжній швидкості спричиняє значний струм у плазмі ITERa. У стаціонарному сценарії струм ініційований альфа-частинками зрівнюється по величині із струмом у плазмі за відсутності зазначеної анізотропії.

3. Розробка сценаріїв токамака-реактора ITER вимагає самоузгодженого врахування впливу альфа-частинок синтезу на рівновагу та параметри плазми.



Струм, ініційований швидкими ( $E > 330$  keV) альфа-частинками,  $j_\alpha - j_e$ , в площині екватора плазми ITER в індукційному (суцільна крива, рисунок а) та стаціонарному (суцільна крива, рисунок б) режимах. Пунктиром зображено струм без урахування вкладу альфа-частинок.

1. A. R. Polevoi *et al.*, J. Plasma Fusion Res. SERIES 5, 82 (2002).
2. V. Yavorskij *et al.*, 35<sup>th</sup> EPS Plasma Physics Conference, Crete, P1.087 (2008).
3. S. P. Hirshman, Phys. Fluids **31**, 3150 (1988).

EXCITATION OF THE BETA-INDUCED ALFVEN EIGENMODES BY MAGNETIC ISLAND

V. S. Marchenko, S. N. Reznik

*Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv*

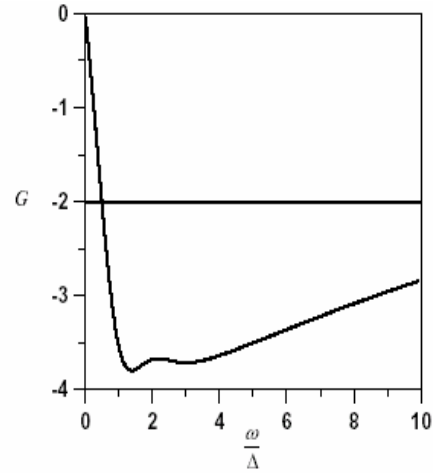
Recently, a very interesting observation at FTU tokamaks was reported [1]: in purely ohmically heated discharges (without energetic particles), oscillations with frequencies close to the compressional gap of the Alfvén continuum have been observed that accompany the development of magnetic islands. These modes represented a pair of the counter-propagating waves with the same helicity as magnetic island, and formed standing wave structure in the island frame. The excited modes had frequencies an order of magnitude higher than the island frequency. It is important to note that quasi-coherent oscillations in the same frequency range have been observed in the ohmic plasmas with magnetic islands in T-10 [2] and TEXTOR [3] tokamaks.

Although later these oscillations have been reliably identified as tearing parity beta-induced Alfvén eigenmodes (BAE) [4], the excitation mechanism remains a mystery, which motivated present work. The puzzle here is that such low-mode-number BAE cannot be excited by the radial gradients of the plasma pressure, in contrast with their high-mode-number counterparts [5]. In the present work it is shown that BAE can be excited due to poloidal gradient of the equilibrium distribution of the thermal ions, which is induced by the island and leads to ion Landau damping reversal due to magnetic drift effect.

The final expression for the growth rate in a particular FTU shot #26644 analyzed in Ref.[4] is given by

$$\gamma = -200\text{s}^{-1} \left[ 2 + G \left( \frac{w}{\Delta} \right) \right]. \quad (1)$$

The first term in the square brackets on the right-hand side of Eq. (1) is the ion Landau damping due to gradient of the equilibrium distribution in velocity space, which was calculated numerically in Ref. [4]. The second term, with  $w(\Delta)$  the island (BAE) half-width, is the driving term induced by the island, which is calculated in the present work (Figure). One can see from Figure that the threshold for BAE excitation is rather low,  $(w/\Delta)_{th} \approx 0.6$ , consistent with experiment. The reason is that BAE in these experiments are very “thin” modes, with radial electric fields exceeding by more than order of magnitude the poloidal ones. Therefore, even small poloidal gradient induced by the island provides an efficient free energy source.



Driving term versus magnetic island half-width normalized to the BAE half-width. Horizontal line denotes threshold for BAE excitation in the FTU shot #26644.

In summary, it is shown that poloidal gradient of the equilibrium distribution function of thermal ions, induced by combined effect of the geodesic curvature and magnetic island, can provide the source for excitation of the beta-induced Alfvén eigenmode. This mechanism is similar to excitation of the geodesic acoustic mode due to horizontal polarization of the plasma during ion cyclotron resonance heating [6]. Estimates show that this mechanism can be responsible for BAE excitation during tearing mode activity in FTU ohmic plasmas [1].

This work was carried out in the framework of the Project No. 4588 of the Science and Technology Center in Ukraine.

1. P. Buratti *et al.*, Nucl. Fusion **45**, 1446 (2005).
2. P. V. Savrukhn and V. V. Volkov, Phys. Rev. Lett. **92**, 095002 (2004).
3. O. Zimmermann *et al.*, Proc. 32<sup>nd</sup> EPS Conf. on Plasma Physics and Controlled Fusion, Paper P5-055.
4. S. V. Annibaldi *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **49**, 475 (2007).
5. A. B. Mikhailovskij and S. E. Sharapov, Plasma Phys. Rep. **25**, 803 (1999).
6. V. S. Marchenko, Phys. Plasmas **13**, 060701 (2006).

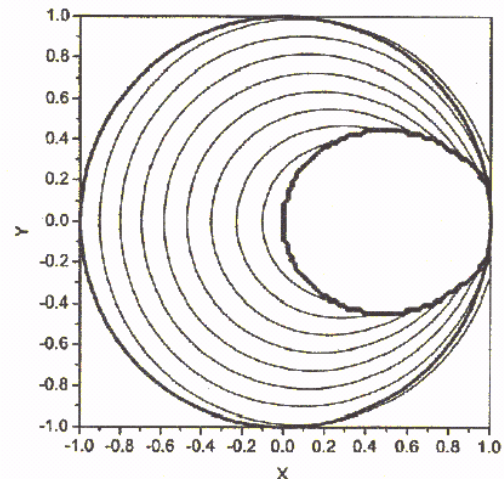
## EXCITATION OF THE ALFVEN EIGENMODES BY LOCALIZED ENERGETIC IONS IN OPTIMIZED STELLARATORS

V. S. Marchenko

*Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv*

Destabilization of various Alfvén eigenmodes (AE) by energetic ions has been observed in many experiments on tokamaks [1] and stellarators [2]. As far as stellarators are concerned, most of the theoretical work has been devoted to AE excitation by circulating energetic ions [3]. The reason is that tangential neutral beam injection (NBI) is the dominant tool for plasma heating with energetic ions in modern stellarators. However, with development of the quasi-symmetric [4] and quasi-omnigenous stellarator designs, which are characterized by good confinement of trapped energetic ions, the minority ion cyclotron resonance heating (ICRH) becomes an attractive possibility. Therefore, it is of interest to investigate the AE excitation by helically trapped (localized) energetic ions in these optimized systems, which motivated the present work.

There are several features of the helically trapped particle motion in optimized stellarators, which distinguish it from the motion of the toroidally trapped particles in tokamaks. First, quasi-omnigenous stellarators are the “maximum  $J_l$ ” systems, where  $J_l$  is the longitudinal adiabatic invariant. This means that poloidal precession of localized particles is opposite to the direction of their diamagnetic drift and, as a consequence, precessional drift instabilities are prohibited. The second feature is the presence of the transitioning (locally passing) particles, which occasionally become trapped in the helical ripples (Figure). The complications associated with such hybrid, temporally non-periodic trajectories can be overcome in the limit of the large number of the stellarator field periods,  $N \gg I$ . In this limit, there is a strong separation of the characteristic time scales of the particle motion in the helical and toroidal mirrors (the latter time scale is increased in comparison with tokamaks due to the presence of the helical ripples inside toroidal mirror). This means that transitioning particles, resonantly interacting with AE in the locally trapped state, do not resonate in the locally passing state (and vice versa). Finally, the third feature is the large “super-banana” width, which can exceed the mode width, at least for “core-localized” (low-shear) AE. In this case, the power transfer becomes strongly non-local radially.



The level contours of  $J_l$  for the locally trapped particles (thin lines) and the separatrix between locally trapped and locally passing states (bold line inside the plasma). The empty region inside the bold line corresponds to the locally passing states of the motion.

In summary, growth rates of the core-localized TAE with low mode numbers, driven by localized energetic ions in an optimized stellarator, have been calculated in the limit of the large “super-banana” orbit width. In contrast with tokamaks, both “even” and “odd” modes typically have comparable growth rates, except for the case of transitioning particles, which in the locally trapped state preferentially excite the odd mode. Comparing the calculated growth rates with the collisional damping rates on the localized electrons [5], and taking into account weak interaction of the core-localized TAE with an Alfvén continuum, we conclude that such modes can be excited during minority ion cyclotron resonance heating in the low-shear, quasi-omnigenous stellarator Wendelstein-7X, which is now under construction.

1. K.-L. Wong, *Plasma Phys. Controlled Fusion* **41**, R1 (1999).
2. A. Weller *et al.*, *Phys. Plasmas* **8**, 931 (2001).
3. Ya. I. Kolesnichenko *et al.*, *Phys. Plasmas* **11**, 158 (2004).
4. J. Nührenberg and R. Zille, *Phys. Lett. A* **129**, 113 (1988).
5. V. S. Marchenko *et al.*, *Phys. Plasmas* **11**, 4616 (2004).

**РЕЗУЛЬТАТИ ПРОГНОЗНОГО ФОКЕР-ПЛАНКІВСЬКОГО МОДЕЛЮВАННЯ ІОНІВ ІНЖЕКЦІЇ В МІЖНАРОДНОМУ ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНОМУ ТОКАМАЦІ-РЕАКТОРІ (ITER)**

**В. О. Яворський<sup>1,2</sup>, К. Шопф<sup>2</sup>, В. Я. Голобородько<sup>1,2</sup>, М. Чеконелло<sup>3,4</sup>, Л. Г. Еріксон<sup>5</sup>, М. Хан<sup>2</sup>, В. Кіптілій<sup>4</sup>, А. Коротков<sup>3</sup>, А. Полєвой<sup>6</sup>, С. М. Резник<sup>1</sup>, С. Шарапов<sup>3</sup>**

<sup>1</sup>Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

<sup>2</sup>Інститут теоретичної фізики Інсбруцького університету, Інсбрук, Австрія

<sup>3</sup>Калемський науковий центр, Абінгдон, Великобританія

<sup>4</sup>Королівський технологічний інститут, Стокгольм, Швеція

<sup>5</sup>Асоціація EURATOM-CEA, CEA/DSM/DRFC, CEA-Кадараш, Франція

<sup>6</sup>Організація ITER, Кадараш, Франція

Високоенергійні дейтрони, утворені внаслідок тангенційної інжекції 1 МеВ нейтральних пучків (ІНП), відіграватимуть важливу роль у реалізації та контролі оптимальних режимів термоядерної плазми в ITER [1]. Дослідження впливу ІНП на процеси в плазмі токамака потребує детальної інформації про функцію розподілу іонів пучка,

яка є анізотропною в просторі швидкостей та неоднорідною в просторових координатах [2].

У даній роботі представлено результати 3D фокер-планківських розрахунків функцій розподілів пучкових дейтронів в енергетичному діапазоні  $100 \text{ кеВ} < E < 1 \text{ МеВ}$  і розраховані поперіодальні профілі густини дейтронів інжекції, струму,

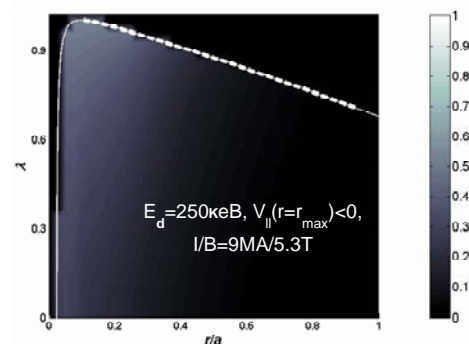
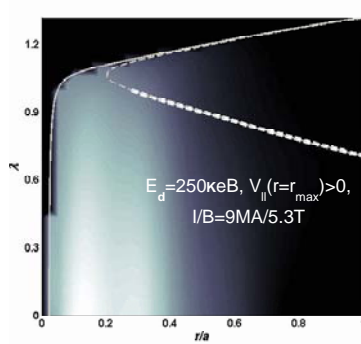
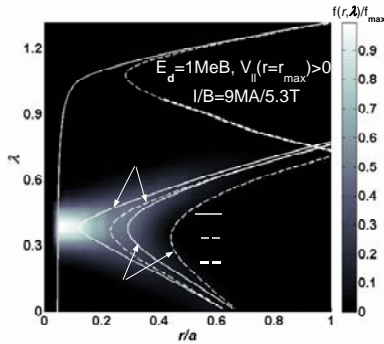


Рис. 1. 3D функція розподілу 1 МеВ дейтронів пучка в площині  $(\lambda, r)$  у випадку 16,5 МВт on-axis + + 16,5 МВт off-axis ІНП.

Рис. 2. 3D функція розподілу 250 кеВ дейтронів пучка в площині  $(\lambda, r)$  у випадку 16,5 МВт on-axis + 16,5 МВт off-axis інжекції в стаціонарному режимі в ITER (сценарій 4 [3]). Лівий рисунок відповідає іонам з  $V_{\parallel} > 0$  у максимумі радіальної координати  $r$  на орбіті, правий - іонам з  $V_{\parallel} < 0$ .

ініційованого ІНП, та передачу енергії пучковими іонами електронам та іонам основної плазми. Також проаналізована спроможність діагностик іонів інжекції, що базуються на аналізі випромінювання гама-променів та нейтральних атомів дейтерію із плазми токамака-реактора.

Пучкові дейтрони з енергією 1 МеВ локалізовані в малій області фазового простору з величинами нормованого магнітного моменту,  $\lambda = \mu B/E \sim 0,4$  ( $V_{\parallel}/V \sim 0,7 - 0,8$ ), та максимального радіусу на орбіті,  $r/a < 0,1$ , де  $a$  - радіус плазми (рис. 1). Пітч-кутове розсіяння спричиняє суттєву ізотропізацію розподілу частково термалізованих дейтронів ( $E = 250 \text{ кеВ}$ ) по повздовжній енергії, однак переважна більшість таких іонів залишається локалізованою в центральній області плазми  $r/a < 0,3 - 0,4$  (рис. 2).

Основні висновки проведеного моделювання:

1. Функції розподілів дейтронів інжекції, а та-

кож струм, ініційований ІНП та енергії, передані від пучкових іонів електронам та іонам основної плазми, чутливі до сценаріїв ITER.

2. Анізотропія функції розподілу дейтронів пучка в просторі швидкостей призводить до значного струму в плазмі ITER. У центральній області плазми в стаціонарному сценарії струм ініційований ІНП, становить близько 50 % від повного тороїдального струму.

3. Продемонстровано спроможність діагностик іонів інжекції, що базуються на аналізі випромінювання гамма-променів та нейтральних атомів дейтерію із плазми ITER.

1. A. Fasoli *et al.*, Nucl. Fusion **47** (2007) S264.
2. V. Yavorskij *et al.*, 22<sup>th</sup> IAEA FEC 2008, Geneva, Switzerland, TH/P3-2.
3. A. R. Polevoi *et al.*, J. Plasma Fusion Res. SERIES **5**, 82 (2002).



ГЕЛІКОННИЙ РОЗРЯД ПРИ ВИСОКИХ ТИСКАХ АРГОНУ

В. М. Слободян, В. Ф. Вірко, К. П. Шамрай, Г. С. Кириченко

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

Режими роботи геліконних джерел плазми досить добре вивчені в діапазоні низьких тисків робочого газу, <(10–20) мТор, які прийнятні для технологій плазмово-хімічного високоаспектного травлення субмікронних структур. При високих тисках, до 100 мТор і вище, які потрібні для деяких технологій (зокрема, для виготовлення наноструктур), функціонування цих джерел вивчено значно гірше. У роботі досліджено режими геліконного розряду та способи керування ним у діапазоні високих тисків модельного газу-аргону.

Використовувалось джерело з металевою розрядною камерою діаметра 20 см та довжини 30 см, з одного торця обмеженою кварцовим вікном, за яким розташована плоска збуджуюча антена, а з іншого – металевим технологічним столиком [1]. Антена живилась від ВЧ генератора частоти 13,56 МГц і потужності до 2 кВт. Магнітна система складалась з чотирьох соленоїдів з незалежно регульованими струмами, що дозволяло створювати магнітне поле різної величини та конфігурації.

Залежності густини плазми від магнітного поля, виміряні на осі системи поблизу технологічного столика, показано на рис. 1 та 2 відповідно, для нижчого (3 - 20 мТор) та вищого (20 - 100 мТор) діапазонів тиску аргону. Як видно, у нижчому діапазоні при збільшенні магнітного поля відбуваються стрибки режимів розряду із зменшенням густини плазми. Критичні поля, що відповідають стрибкам, зростають з тиском. Вище 20 мТор рост густини плазми з магнітним полем має монотонний характер, очевидно, внаслідок того, що критичні магнітні поля перевищують максимально досяжне в експерименті поле (250 Гс). За всіх умов при наявності магнітного поля інтенсивний розряд спостерігався в усьому об'ємі камери.

Підвищення тиску від одиниць до десятків мТор призводить до зростання максимальної густини плазми в декілька разів. У діапазоні магнітних полів 200 - 250 Гс густина майже лінійно зростає з підвищенням тиску до рівня порядку 20 мТор. При подальшому підвищенні тиску, до величин порядку 50 мТор, ріст густини плазми уповільнюється, а при вищих тисках – замінюється спадом.

Вплив конфігурації магнітного поля на розряд вивчався шляхом варіювання співвідношення струмів у соленоїдах. У нижчому діапазоні тисків найбільш сприятливою виявилась певна кон-

фігурація з неоднорідним магнітним полем, величина якого зростала в напрямку від антени вглиб камери. У цій конфігурації була одержана приблизно вдвічі більш густа плазма, ніж в інших. У той же час в діапазоні високих тисків вплив конфігурації поля виявився незначним.

Радіальні розподіли параметрів плазми були виміряні при тиску 80 мТор і магнітному полі 200 - 250 Гс, що відповідає режиму найгустішої плазми. Температура електронів була в діапазоні 1,5 - 2,5 еВ і залежала від радіуса, з максимумом на відстані 2 - 3 см від осі. Плаваючий потенціал монотонно спадав від периферії до центру на величину порядку 6 В. Густина плазми зростала з магнітним полем і була істотно неоднорідною, з максимумом на осі порядку  $(2,5 - 3,5) \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$  (що відповідає ступеню іонізації аргону близько 0,1 %) і спадом до периферії у 5 - 7 разів.

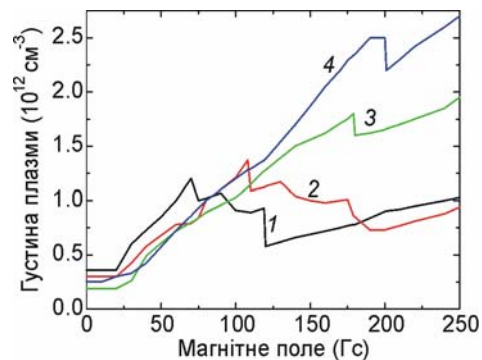


Рис. 1. Густина плазми залежно від магнітного поля при тисках аргону 3 (1), 5 (2), 10 (3) та 20 (4) мТор.

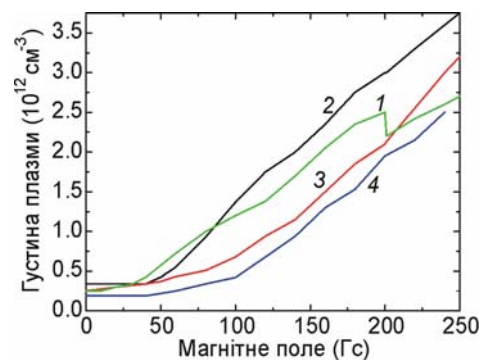


Рис. 2. Те саме, що й на рис. 1, але при тисках 20 (1), 50 (2), 80 (3) та 100 (4) мТор.

1. В. М. Слободян, В. Ф. Вірко, Г. С. Кириченко и К. П. Шамрай, ВАНТ № 4, 235 (2003).

## ГЕЛІКОННИЙ РОЗРЯД У МЕТАНІ

В. Ф. Вірко, В. М. Слободян, Ю. В. Вірко, К. П. Шамрай, Г. С. Кириченко

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

Геліконні джерела плазми використовуються у різноманітних технологіях плазово-хімічної обробки матеріалів і мають високу ефективність завдяки зовнішньому магнітному полю, яке є потужним засобом керування режимами їх роботи. Перспектива використання цих джерел для новітніх плазових технологій виготовлення наноструктур [1] залежить від їх спроможності ефективно працювати при підвищених тисках робочих газів-вуглеводнів. У роботі досліджено режими розряду в метані при таких тисках і деякі способи керування вихідним потоком плазми.

Експерименти проводились на джерелі з металеву розрядною камерою діаметра й довжини 14 см, яка була приєднана до кварцової дрейфової камери такого ж діаметра і довжини 22 см, а з протилежного боку була закрита кварцовим вікном. Плоска індукційна антена знаходилась за вікном і живилась від генератора частоти 13,56 МГц і потужності до 1 кВт. Чотири основних та один допоміжний соленоїди, розміщені, відповідно, навколо розрядної камери і в кінці дрейфової камери, дозволяли варіювати величину та конфігурацію магнітного поля.

Профіль густини іонного струму на зонд, вимірний уздовж осі розрядної камери при ВЧ потужності 800 Вт, показано на рис. 1 для тисків метану 18 та 40 мТор. Струм в основних соленоїдах підбирався оптимальним для кожного тиску з метою отримання плазми максимальної густини, а вихідний потік оптимізувався полем допоміжного соленоїду. З рис. 1 видно, що збільшення тиску призводить до швидкішого спаду концентрації плазми з відстанню, а використання допоміжного магнітного поля дозволяє приблизно вдвічі уповільнити цей спад.

Радіальні профілі густини іонного струму, одержані в середній частині дрейфової камери за тих самих умов, що і рис. 1, показано на рис. 2. Характерною для цих кривих є наявність радіальної структури, яка при 18 мТор (криві 1 та 2) проявляється як немонотонність на схилах профілю, а при 40 мТор (криві 3 та 4) – як формування двогорбого розподілу з однорідною ділянкою в приосьовій області. Виникнення таких профілів, імовірно, пов'язано зі зміною радіальної моди геліконних хвиль у розряді.

Вимірювання електронної гілки зондових характеристик виявило, що при нижчих тисках енергетичний розподіл електронів міг істотно відрізнитись від рівноважного (максвелівського).

У деяких режимах виникала група електронів з енергіями до 40 еВ. У той же час при вищих тисках (40 мТор) зондова характеристика майже лінійна в межах 1,5 порядків електронного струму і показує електронну температуру 2,2 еВ.

Оцінка концентрації плазми при розряді в метані утруднюється тим, що невідомий склад іонів, які створюють струм на зонд. Можна грубо припустити, що цей струм, в основному, обумовлений молекулярними іонами водню  $H_2^+$ . Тоді, приймаючи температуру електронів рівною 2 еВ, для розряду при тиску 40 мТор і потужності 800 Вт одержимо оцінку для густини плазми на виході розрядної камери порядку  $5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ . У середині ж дрейфової камери густина спадає більш, ніж на порядок.

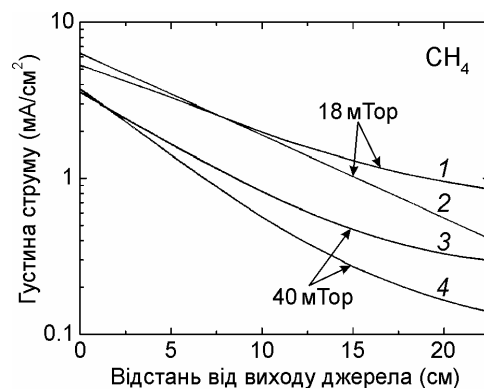


Рис. 1. Профілі густини іонного струму вздовж осі дрейфової камери для двох тисків, при використанні допоміжного соленоїда (1, 3) та без цього (2, 4).

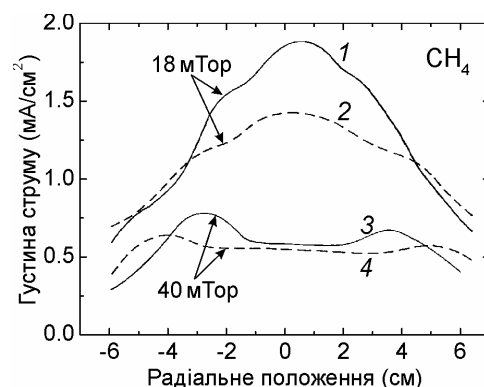


Рис. 2. Радіальні розподіли густини іонного струму в дрейфовій камері за тих самих умов, що й на рис. 1.

1. K. Ostrikov and A. V. Murphy, J. Phys. D **40**, 2223 (2007).

LOW-FREQUENCY ELECTROMAGNETIC FIELDS AND PARAMETRIC ICR HEATING OF HEAVY IONS IN A LOW-TEMPERATURE PLASMA

K. P. Shamrai<sup>1</sup>, E. N. Kudriavchenko<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv

<sup>2</sup>Taras Shevchenko National University, Kyiv

Plasma methods for separation of multi-component substances by atomic mass, which are based on various schemes of ion cyclotron resonance (ICR) heating, are being developed since the 1970th in application to the isotope separation, nuclear waste processing [1], etc. One of these schemes considers parametric ion acceleration under action of both the electric force and the Lorentz force that arise from the low-frequency (LF) electromagnetic fields excited in plasma. Here, this scheme is analysed for realistic low-temperature plasma conditions. We computed the LF field excitation in a collisional plasma with a small fraction of heavy ions, examined the heavy-ion orbits in these fields, and estimated the effect of collisions on ion orbiting.

The plasma mass separator is modelled as a cylindrical metal chamber of radius 100 cm and length 200 cm, with a uniform plasma column of radius 40 cm located coaxially. The majority of ions have masses  $A = 30$  and density  $n = 10^{11} - 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ , and heavy ions have masses  $A_H = 90$  and density  $n_H \ll n$ . The uniform static magnetic field  $B_0 = 100 - 400 \text{ G}$  is imposed axially, and the antenna has two loops, with radii and spacing 45 cm, that contain equal collinear currents of strength  $I_A$  and frequency  $\omega \sim \omega_{cH}$  ( $\omega_{cH}$ : heavy-ion gyrofrequency).

The LF fields (Fig. 1) were computed using the modified full electromagnetic code developed originally for the helicon plasmas [2]. The field amplitudes are considerable within the axial antenna location only, and coincide well with vacuum fields. The LF power absorption is very small: the plasma loading resistance is a few  $\mu\Omega$  only. Thus, the antenna fields are only slightly affected by plasma, on account of that the Alfvénic waves are too long in this parameter range to fit into the plasma column.

The heavy-ion orbiting was first examined with collisions neglected (Fig. 2). Ion acceleration occurs monotonically in time within a finite band near the ICR frequency. Along with the gyroradius growth, the guiding center moves to the wall until the ion escape. This is peculiar for parametric acceleration: with the Lorentz force neglected the ions turn out to be confined at any frequency. Also, the resonance, though weaker, and the ion escape, though slower, occur near the ICR sub-harmonic ( $\omega \approx \omega_{cH}/2$ ).

The ion escape rate (the inverse time of ion escape to the wall) obviously depends on external parameters and on initial ion conditions. The escape

rate as function of the pump frequency is shown in Fig. 3, a, for the same conditions as in Fig. 2. One can see the intense and broad-band resonance near the ICR frequency, and the weaker and narrow-band resonance near the ICR sub-harmonic. With the antenna current increase both the resonance intensity and bandwidth grow, almost linearly. With the magnetic field increase the intensity changes only slightly whereas the bandwidth decreases, almost inversely (Fig. 3, b). Note the bandwidth to relate to the mass separation selectivity as  $\Delta\omega/\omega_{cH} \approx \Delta M/M$ .

The effect of heavy-ion collisions with lighter ions and atoms was estimated by considering the friction force. It was found that friction delays but does not stop the ion escape, provided the plasma density, neutral pressure and magnetic field are such that the total collision frequency is well below  $\omega_{cH}$ .

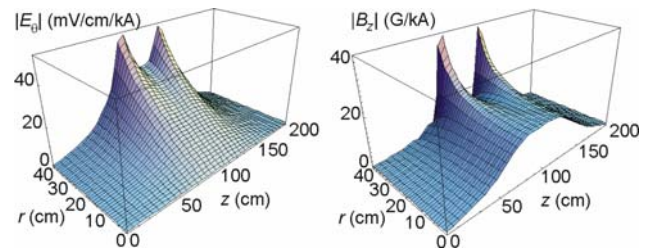


Fig. 1. LF field amplitudes.  $n = 10^{11} \text{ cm}^{-3}$  and  $B_0 = 100 \text{ G}$ .

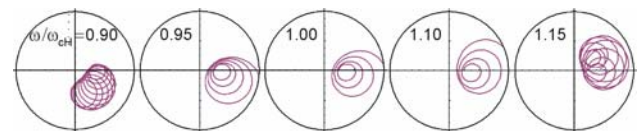


Fig. 2. Ion orbits at various frequencies. Parameters are the same as in Fig. 1, and  $I_A = 1 \text{ kA}$ .

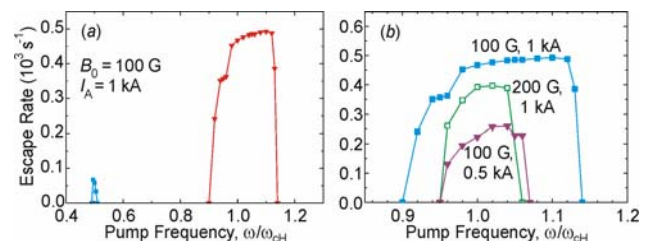


Fig. 3. The escape rates under various conditions.

1. T. Ohkawa and R. L. Miller, Phys. Plasmas **9**, 5116 (2002).
2. V. F. Virko, G. S. Kirichenko, and K. P. Shamrai, Plasma Sources Sci. Technol. **11**, 10 (2002).



KINK MACROINSTABILITIES AND RESISTIVE LAYER STRUCTURE  
 OF INTERNAL KINKS IN CYLINDRICAL PLASMA

A. A. Gurin

*Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv*

At present, within the framework of quasi-single helicity (QSH) modern conception for the reversed-field pinch (RFP) laboratory plasma [1], the task is set to explain the nature of the frequency spectrum and to describe the space structure of dominant modes in QSH states. The dominant modes turn out to be internal ones and answer to the condition of  $F = kB_z - mB_\theta/r = 0$  on a resonant surface  $r_s$ ,  $0 < r_s < a$  ( $a$  is the plasma column radius).

In this report, the radial profiles and frequencies of MHD modes, both external and internal ones, are presented on basis of general MHD theory taking into calculations Hall effect and the high plasma conductivity.

We study the stability of a RFP configuration relative to perturbations  $\delta\mathbf{B}(r)e^{-i\omega t+i\zeta}$  ( $\zeta = kz - m\theta$  is the helical phase) governed by equations:

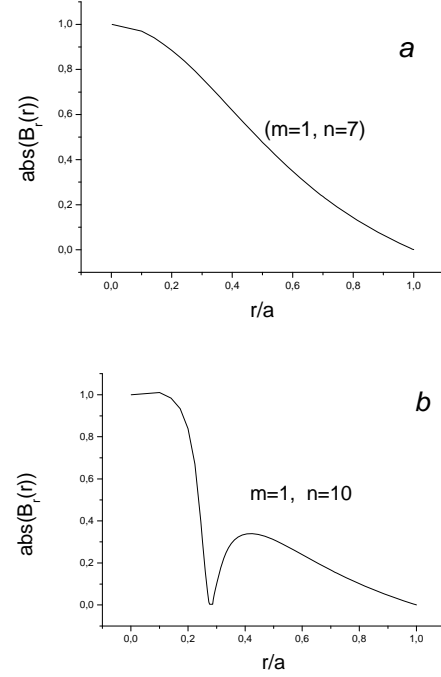
$$\delta\mathbf{B} = \text{rot}(\xi \times \mathbf{B}_0 + i\omega\xi/\Pi - i\eta\text{rot}\mathbf{B}/\omega),$$

$$\omega^2 N_0 \xi = \Pi \{ (\delta\mathbf{B} \times \text{rot}\mathbf{B}_0) + (\mathbf{B}_0 \times \text{rot}\delta\mathbf{B}) \}. \quad (1)$$

Here  $\Pi = 4\pi e^2 a^2 N / Mc^2$ ,  $\omega$  is expressed in units of "helicon frequency"  $\omega_h = cB_0 / 4\pi e a^2 N_0$ ,  $\xi$  is a plasma displacement,  $\eta = c^2 / 4\pi\sigma\omega_h a^2$  ( $\sigma$  is a plasma conductivity). We neglect the plasma pressure but take into account effects of sharpened gradients of magnetic pressure in RFP. We use only cylindrical force-free configuration,  $\text{rot}\mathbf{B}_0 = \lambda\mathbf{B}_0$ , where  $\lambda(r)$  is compatible uniquely with the real radial distribution of the safety factor  $q(r) = rB_z / RB_\theta$  under any choice of the aspect ratio  $R/a$  ( $R$  is major toroidal radius). In our model of magnetic configuration  $\lambda(0) = 4$  thus the considerable paramagnetic pinch effect is taken into consideration, which is close to reality. The factor  $F$  is proportional to the difference  $q - m/n$  where  $n$  is toroidal number:  $n = kR$ . So, for our choice of parameters, the value  $ak = 2$  determines the boundary between external kinks  $m = 1$ :  $ak < 2$ ,  $F(r) < 0$  ( $0 < r < 1$ ),  $n = 9, 8, 7, \dots$ , or internal ones:  $ak > 2$ ,  $F(r_s) = 0$  ( $0 < r_s < 1$ ),  $n = 10, 11, 12, \dots$

Owing to the smallness of  $\eta$ , the ideal consideration can be assumed for external modes, as well as for internal ones outside resonant layers. By setting  $\eta = 0$  and  $\mathbf{B} = \nabla\Psi \times \mathbf{s} + B_s\mathbf{s}$ ,  $\mathbf{s} = rs^2\nabla\zeta \times \mathbf{e}_r$ , one can transform the set (1) to the ordinary two-order differential equation. But general case,  $\eta > 0$ , need more analysis in order to be reduced to the standard form,  $\mathbf{y}'(x) = \hat{\mathbf{A}}\mathbf{y}$ ,  $x = r - r_s$ , suitable for numerical solution by shooting method. By introducing the new variable,  $\delta\Xi = B_{0s}(\xi_r - i\omega[\xi, \mathbf{B}_0]_r / \Pi B_0^2) - (i\eta/\omega)\delta B_{0s}'$ , we obtain the  $4 \times 4$  matrix  $\hat{\mathbf{A}}$  to calcu-

late  $r$ -distributions of component vector-function  $\mathbf{y} = (\delta\Psi, \delta\Psi', \delta B_s, \delta\Xi)$  inside a resistive layer of internal modes,  $-\Delta x < x < \Delta x$ , sewing together the ideal shooting trajectories  $\delta\Psi(r)$  outside the layer at  $x = -\Delta x$  and  $x = \Delta x$ . In our calculations  $\eta = 10^{-4}$ . Figure shows two examples of the external and internal mode shapes.



The shape  $|\delta B_r(r)|$  of kinks  $m = 1$ ,  $\Pi = 40$ :  
 a – external,  $n = 7$ ; b – internal,  $n = 10$ .

In the frame of the MHD model (1) under  $ak > 1.65$  and  $\Pi = 40$ , in spite of quite different shapes, the external and internal modes turn out unstable with increments to be order of equal values 1 in the adopted scale while the real frequencies are hardly more than 0.01 and resulted by the Hall term in the first equation (1). The internal mode  $m = 1$ ,  $n = 11$  has the maximal increment and ought to be recognized as a "dominant kink". Instability is introduced by the magnetic gradient including second radial derivatives of magnetic components  $\mathbf{B}_0(r)$ , i.e. by high current gradients in paramagnetic RFP plasmas, independently from presence of resistive layers.

To describe the really observed saturated spectra, plasma convection (rotation and radial transport) must be involved into consideration within MHD description (1).

1. P. Martin *et al.*, Nucl. Fusion **43**, 1855 (2003).

**STABLE THREE-DIMENSIONAL SPATIALLY MODULATED VORTEX SOLITONS IN NONLINEAR SCHRÖDINGER EQUATION WITH TRAPPING POTENTIAL**

**V. M. Lashkin**

*Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv*

Recently, a novel class of two-dimensional spatially localized vortices with a spatially modulated phase, the so-called azimuthons were introduced in [1]. Azimuthon represent intermediate states between the radially symmetric vortices and nonrotating multipole solitons. Note that azimuthon solutions were predicted in [1] by using an approximate variational approach. The first example of exact numerically found azimuthon solutions were presented in [2]. Here we present [3] numerical solutions in the form of spatially localized nonrotating and rotating (azimuthon) multipole solitons (Fig. 1) in the three-dimensional (3D) nonlinear Schrödinger equation with trapping potential (1). We show that the azimuthon solutions exist as a continuous family parametrized by the angular velocity, or, equivalently,

$$i \frac{\partial \psi}{\partial t} = -\Delta \psi + (x^2 + y^2 + \Omega^2 z^2) \psi - |\psi|^2 \psi \quad (1)$$

by the parameter which determines the phase modulational depth.

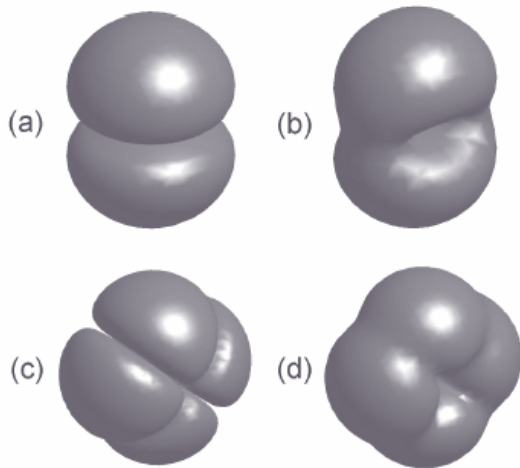


Fig. 1. Numerically found localized (a), (c) nonrotating and (b), (d) rotating multisoliton 3D solutions of Eq. (1). (a) Dipole. (b) Azimuthon with two intensity peaks. (c) Quadrupole soliton. (d) Azimuthon with four intensity peaks. Shown are isosurfaces of the soliton amplitude.

By means of a linear stability analysis, we investigate the stability of these structures and show that rotating 3D dipole solitons (azimuthons with two intensity peaks) are stable provided that the phase modulational depth is large enough (Fig. 2).

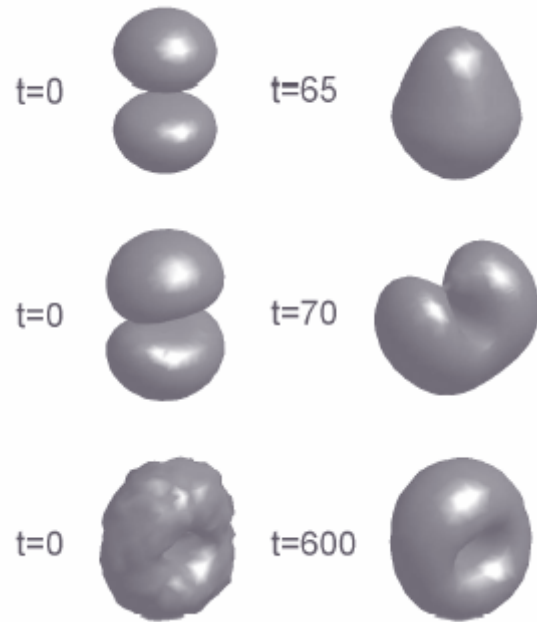


Fig. 2. Top row: unstable evolution of the 3D nonrotating dipole. Initial state of the dipole is unperturbed. Middle row: unstable evolution of the 3D azimuthon with two intensity peaks in the instability region. The initial state is perturbed by the slight white noise. Bottom row: stable dynamics of the 3D azimuthon with two intensity peaks. The initial state is perturbed by the strong noise.

1. A. S. Desyatnikov, A. A. Sukhorukov, and Yu. S. Kivshar, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 203904 (2005).
2. V. M. Lashkin, *Phys. Rev. A* **77**, 022602 (2008).
3. V. M. Lashkin, *Phys. Rev. A* **78**, 033603 (2008).

INFLUENCE OF THE MEAN FLOW ON ZONAL FLOW GENERATION

V. M. Lashkin

*Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv*

It is now widely recognized that zonal flows, i.e., azimuthally symmetric bandlike shear flows that depend only on the radial coordinate play a crucial role in regulating drift-wave turbulence and transport in tokamaks [1, 2]. It is now quite clear that zonal flows are generated by modulational instability of drift waves. It is important to distinguish the zonal flow from the mean shear flow associated with the mean radial electric field. The latter can be driven and sustained in the absence of turbulence (by heating, fueling, momentum input, etc.), whereas zonal flows are driven exclusively by nonlinear wave interaction processes (via the modulational instability). In contrast to smooth static mean flows, the zonal flow patterns have complex, possibly random, spatial structure. It is well known that the presence of mean flow gives rise not only to instability of the sheared layer (the Kelvin - Helmholtz instability), but also to stabilization of other instabilities (ion temperature gradient driven modes, resistive interchange modes, etc.). In this work [3] the influence of the mean shear flow on excitation of zonal flow by the modulational instability is reported.

We use a simple slab two-dimensional model similar to the Hasegawa - Mima model, but take into account that the plasma density does not follow the Boltzmann distribution for large scale motions.

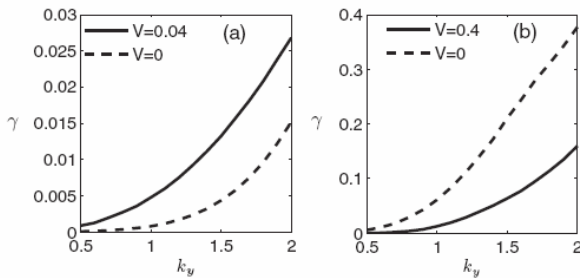


Fig. 1. The growth rate versus poloidal wave number and (a) mean flow amplitude  $V = 0$  and  $V = 0.04$ , drift wave amplitude  $F = 0.02$ ; (b) mean flow amplitude  $V = 0$  and  $V = 0.4$ , drift wave amplitude  $F = 0.2$ .

Figs. 1, *a* and *b* show the maximum growth rate of the modulational instability modified by the mean shear flow as a function of the poloidal wave number. Dashed lines correspond to the case of the

absence of mean flow. It is seen that the small amplitude mean flow (Fig. 1, *a*) favors the modulational instability and zonal flow generation, increasing the growth rate, whereas sufficiently strong mean shear (Fig. 1, *b*) significantly reduces the instability growth rate.

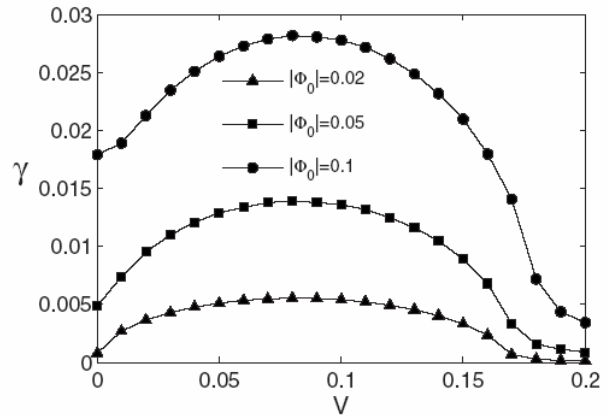


Fig. 2. The growth rate of the instability versus the mean flow amplitude for three different values of the drift wave amplitude.

In Fig. 2 we plot the growth rate for fixed  $k_y$  and several values of the drift wave amplitude as a function of the mean flow amplitude  $V$ . The growth rate initially increases with increasing  $V$ , and thus the presence of mean flow has a destabilizing effect. Then, the growth rate attains its maximum at some  $V$  ( $V = 0.08$  for  $k = 1$  and all drift wave amplitudes). This corresponds to the most unstable case. Then, the growth rate decreases as  $V$  increases, and when the mean flow amplitude exceeds some critical value, the growth rate becomes smaller than in the case of the absence of mean flow. Further increasing  $V$  can significantly reduce the growth rate. Thus the presence of mean flow with sufficiently strong amplitude has a stabilizing effect on generation of zonal flows by the modulational instability.

1. P. H. Diamond, S. I. Itoh, K. Itoh, and T. S. Hahm, *Plasma Phys. Control. Fusion* **47**, R35 (2005).
2. A. I. Smolyakov, P. H. Diamond, and M. Malkov, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 491 (2001).
3. V. M. Lashkin, *Phys. Plasmas* **15**, 124502 (2008).

INFLUENCE OF ZONAL FLOWS ON UNSTABLE DRIFT MODES IN ETG TURBULENCE

V. M. Lashkin, Yu. A. Zaliznyak, A. I. Yakimenko

*Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv*

The electron temperature gradient (ETG) driven mode is often considered as a possible candidate for the explanation of electron thermal transport through internal transport barriers when ion temperature gradient (ITG) turbulent fluctuations are suppressed by  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  shear flow. At the same time, small scale ETG fluctuations have the typical spatial scale of the order of electron gyroradius  $\rho$  and are less susceptible to quenching by shearing. It is widely thought that drift-wave-type turbulence can excite zonal flows which are associated with azimuthally symmetric band-like shear flows that depend only on the radial coordinate. Zonal flows play a crucial role in regulating drift-wave turbulence and transport in tokamaks. It is now quite clear that zonal flows are generated by modulational instability of drift waves. For ETG driven turbulence, the excitation of zonal flow was considered in [1] (the case of broad turbulent spectrum) and [2] (the four-wave coupling scheme). Effects of  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  velocity shear on turbulence and transport in magnetic confinement devices have been extensively studied. It is well known that the presence of shear flow gives rise not only to instability of the sheared layer (Kelvin - Helmholtz instability) but also to stabilization of other instabilities (ITG driven modes, resistive interchange modes etc). Up to now, the stabilizing effect on the linear instabilities has been considered mostly for the case of mean smooth flows. Effects of zonal flow suppression on drift waves in ITG turbulence based on a quasilinear theory have been studied in a recent paper. Note that zonal flow shearing differs from that for mean flow shearing on account of the complexity of the flow pattern. In contrast to smooth, static mean flows, the zonal flow patterns can be expected to have finite correlation time and complex, possibly random, spatial structure.

In this work [3] we have investigated the influence of zonal flows on the linear instability of ETG driven modes. Random and deterministic cos-like profiles of the zonal flow have been considered. For the random profile of zonal flow, we have obtained in the Bourrett approximation the dispersion relation for ETG modes in the presence of shearing. We have shown that the presence of random shearing caused by zonal flow has a strong stabilizing effect on the ETG driven mode destabilized by the temperature and pressure

gradients. The shear of the flow reduces the linear instability growth rates. If the mean square amplitude of zonal flow exceeds some critical value, the linear instability of ETG modes is suppressed for all poloidal wave numbers  $k$ . Figs. 1 and 2 show the maximum growth rate of the linear instability of the ETG modes for random and deterministic profiles of zonal flow, respectively.

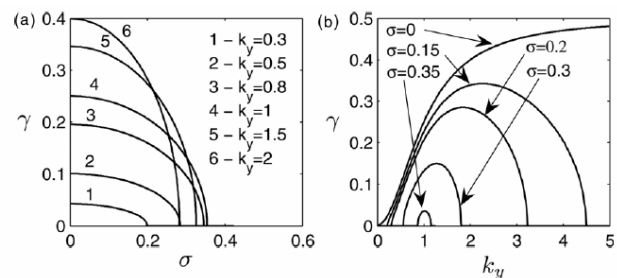


Fig. 1. The growth rate versus (a) intensity of the zonal flow and (b) poloidal wave number for the random profile of the zonal flow.

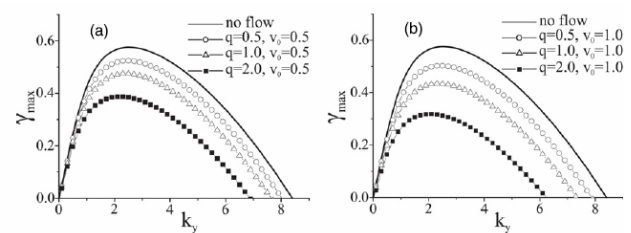


Fig. 2. The growth rate of the instability versus the poloidal wave number different values of the zonal flow amplitude (deterministic profile of the zonal flow).

In Fig. 2 we plot the growth rate for fixed  $k_y$  and several values of the drift wave amplitude as a function of the mean flow amplitude  $V$ . The growth rate initially increases with increasing  $V$ , and thus the presence of mean flow has a destabilizing effect.

1. P. H. Diamond and C. Holland, *Phys. Plasmas* **9**, 3857 (2002).
2. Yu. A. Zaliznyak, A. I. Yakimenko, and V. M. Lashkin, *J. Plasma Phys.* **84**, 491 (2008).
3. V. M. Lashkin, Yu. A. Zaliznyak, and A. I. Yakimenko, *Plasma Phys. Control. Fusion* (in press).

SOME CONTINUOUS SYMMETRY APPLICATIONS TO PLASMA THEORY

V. B. Taranov

Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences, Kyiv

Continuous symmetries are very useful in nonlinear plasma theory, as they help us to find particular exact solutions, conservation laws etc. [1, 2]. Recent results for modified electron magneto hydrodynamic (EMHD) models and for the electron plasma oscillations are presented below.

1. Traditional EMHD model

$$\frac{\partial \Psi}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \Psi), \quad \Psi = \mathbf{B} - \Delta \mathbf{B},$$

$$\mathbf{v} = -\nabla \times \mathbf{B}, \quad \nabla \cdot \mathbf{B} = 0$$

has the following symmetries:

$$X_1 = \frac{\partial}{\partial t}, \quad X_2 = \frac{\partial}{\partial x}, \quad X_3 = \frac{\partial}{\partial y}, \quad X_4 = \frac{\partial}{\partial z},$$

$$X_5 = t \frac{\partial}{\partial t} - \mathbf{v} \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{v}} - \mathbf{B} \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{B}} - \Psi \cdot \frac{\partial}{\partial \Psi},$$

$$\mathbf{X} = \mathbf{r} \times \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} + \mathbf{v} \times \frac{\partial}{\partial \mathbf{v}} + \mathbf{B} \times \frac{\partial}{\partial \mathbf{B}} + \Psi \times \frac{\partial}{\partial \Psi}.$$

This model was generalized by many authors (see, e.g. [3, 4]). Namely, electron fluid equilibrium density gradient, density perturbations, viscosity effects were taken into account.

Maple 12, the newest version of the Maple package, contains quick standard programs which allow us to find and compare symmetries of these modified models in a reasonable time. In this way, it was shown that generalized models preserve symmetry properties of the traditional model.

2. Let us consider now integro-differential Vlasov - Maxwell system for the electron plasma oscillations:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \frac{\partial f}{\partial \mathbf{x}} - E \frac{\partial f}{\partial v} = 0, \quad \frac{\partial E}{\partial x} = 1 - \int_{-\infty}^{\infty} f(t, \mathbf{x}, \mathbf{v}) d\mathbf{v},$$

$$\frac{\partial E}{\partial t} = \int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{v} f(t, \mathbf{x}, \mathbf{v}) d\mathbf{v} = 0.$$

We can introduce moments of distribution function

$$M_k(t, \mathbf{x}) = \int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{v}^k f(t, \mathbf{x}, \mathbf{v}) d\mathbf{v}$$

and restore the distribution function if all the moments are known:

$$f(t, \mathbf{x}, \mathbf{v}) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} e^{iqv} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(-iq)^k}{k!} M_k(t, \mathbf{x}) dq.$$

The moments satisfy an infinite nonlinear system of partial differential equations:

$$\frac{\partial M_k}{\partial t} + \frac{\partial M_{k+1}}{\partial x} + kEM_{k-1} = 0,$$

$$\frac{\partial E}{\partial x} = 1 - M_0, \quad \frac{\partial E}{\partial t} = M_1.$$

Introducing space averaged quantities,  $\langle M_k \rangle$ ,  $\langle E \rangle$ , we obtain linear equations

$$\frac{\partial \langle E \rangle}{\partial t} = \langle M_1 \rangle, \quad \frac{\partial \langle M_1 \rangle}{\partial t} + \langle E \rangle = 0$$

with a general solution

$$\langle E \rangle = C_1 \cos(t) + C_2 \sin(t),$$

$$\langle M_1 \rangle = -C_1 \sin(t) + C_2 \cos(t).$$

Constants  $C_1$  and  $C_2$  are determined by the initial conditions.

Well-known symmetries [2]

$$X_4 = \cos(t) \left( \frac{\partial}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial E} \right) - \sin(t) \frac{\partial}{\partial v}$$

$$X_5 = \sin(t) \left( \frac{\partial}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial E} \right) + \cos(t) \frac{\partial}{\partial v}$$

of the electron plasma oscillations allow us [5] to reduce any periodic or localized solution to the particular one with  $C_1=0$ ,  $C_2=0$ , so that to satisfy the conditions

$$\langle E \rangle = 0, \quad \langle M_1 \rangle = 0.$$

In addition, asymptotic exact solutions are also possible which are invariant under the different subgroups of the complete symmetry group.

1. G. Cicogna, F. Ceccherini, and F. Pegoraro, SIGMA **2**, 017, (2006).
2. V. B. Taranov, SIGMA **4**, 006, (2008); <http://www.emis.de/journals/SIGMA/2008/006/>
3. B. N. Kuvshinov, J. Rem, T. J. Schep, and E. Westerhof, Phys. Plasmas **8**, 3232, (2001).
4. H. Cai and D. Li, Phys. Plasmas **15**, 042101, (2008).
5. V. B. Taranov, in Proc. of the 4<sup>th</sup> Int. Conf. "Electronics and Applied Physics", Kyiv, 2008, edited by O. Y. Nechyporuk, A. V. Neteaba (Taras Shevchenko Nat. Univ. of Kyiv, 2008), p. 150.

TWO-DIMENSIONAL NONLINEAR VECTOR STATES IN BOSE-EINSTEIN CONDENSATES

A. I. Yakimenko<sup>1,2</sup>, Yu. A. Zaliznyak<sup>1</sup>, V. M. Lashkin<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences, Kyiv

<sup>2</sup>Taras Shevchenko National University, Kyiv

Multicomponent Bose-Einstein condensates (BECs) have been subject of growing interest in recent years as they open intriguing possibilities for a number of important physical applications, including coherent storage and processing of optical fields [1], quantum simulation [2], quantum interferometry, etc. Experimentally, multicomponent BECs are realized by simultaneous trapping of different species of atoms or atoms of the same isotope in different hyperfine states [3]. Theoretical models of multicomponent BECs in the mean-field approximation are formulated in the framework of coupled Gross-Pitaevskii (GP) equations:

$$i \frac{\partial \Psi_1}{\partial t} = \left[ -\nabla^2 + x^2 + y^2 + B_{11} |\Psi_1|^2 + B_{12} |\Psi_2|^2 \right] \Psi_1,$$

$$i \frac{\partial \Psi_2}{\partial t} = \left[ -\nabla^2 + x^2 + y^2 + B_{21} |\Psi_1|^2 + B_{22} |\Psi_2|^2 \right] \Psi_2,$$

with  $\Psi_{1,2}$  being the normalized condensate wavefunction and external spherical trapping potential is assumed.

Stationary solutions to the above system have the form

$$\Psi_j(r, t) = \psi_j(r) \exp(-i\mu_j t + im_j \varphi),$$

$\varphi$  is the polar angle,  $\mu_j$  is the chemical potential and  $m_j$  is the topological charge (solution with  $m = 0$  is usually referred as soliton, solution with  $m \neq 0$  – as m-charged vortex). The stationary vector states form two-parameter family with parameters  $\mu_1$  and  $\mu_2$ . The existence domains for the vector pair ( $m_1 = 0, m_2 = 1$ ) are plotted in Figs. 1 and 2 for attractive and repulsive intercomponent interactions respectively. Chemical potentials of the components are bounded from above: at the point  $(\mu_1, \mu_2) = (2m_1 + 2, 2m_2 + 2)$  both components vanish.

The stability of the vector pairs against symmetry-breaking azimuthal perturbations was investigated numerically by the analysis of small perturbations of the stationary states. The perturbation is represented as the superposition of the modes with different azimuthal symmetry. Since the perturbations are assumed to be small, stability of each linear mode can be studied independently by solving the correspondent eigenvalue problem. Stability thresholds are marked in the Figs. 1 and 2 by filled triangles. To verify the results of the linear analysis, we solved numerically the dynamical equations initial-

ized with our computed vector solutions. Numerical integration was performed on the rectangular Cartesian grid with a resolution  $512^2$  by means of standard split-step Fourier technique. Direct numerical integration confirmed linear predictions for the stability boundaries as well as for the topology of the most unstable mode ( $L = 2$  for attractive intercomponent interaction and  $L = 1$  for the repulsive one).

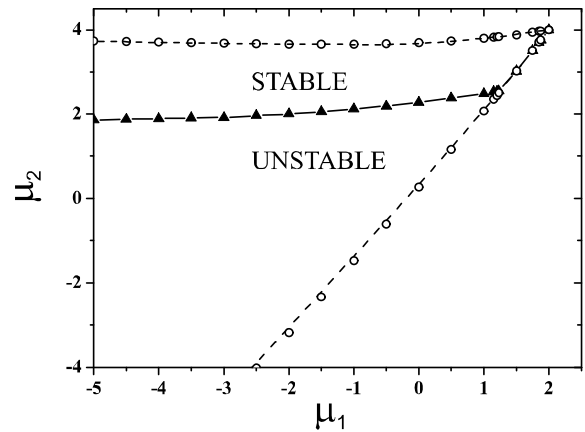


Fig 1. Existence domain for vector state ( $m_1 = 0, m_2 = 1$ ) in the  $(\mu_1, \mu_2)$  plane for attractive intercomponent interaction  $B_{12} = 0.5$ . Dashed lines stand for analytical predictions obtained from the variational analysis, open circles mark numerically found points. Filled triangles indicate stability boundary (numerical result).

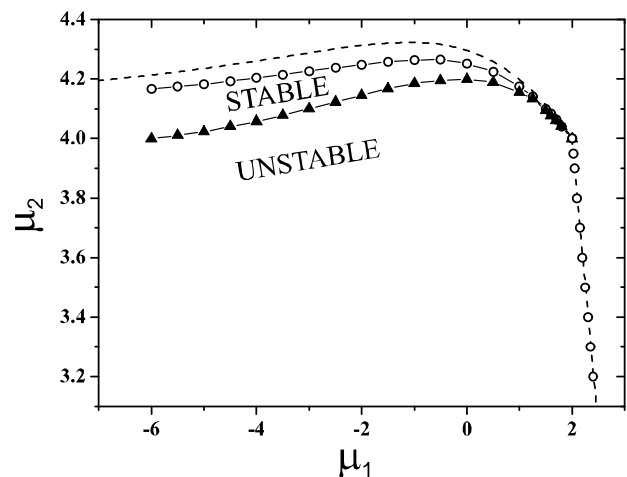


Fig 2. Same as in Fig. 1, but for repulsive intercomponent interaction  $B_{12} = -0.5$ .

1. Z. Dutton and L. V. Hau, Phys. Rev. A **70**, 053831 (2004).
2. K. T. Kapale and J. P. Dowling, Phys. Rev. Lett. **95**, 173601 (2005).
3. G. Modugno, G. Ferrari, G. Roati *et al.*, Science **294**, 1320 (2001).



## THE SCATTERING AND TRANSFORMATION OF ELECTROMAGNETIC WAVES BY DENSITY FLUCTUATIONS IN TURBULENT MAGNETIZED PLASMA

V. N. Pavlenko, V. G. Panchenko

*Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv*

It is known that in a medium with certain fluctuation level the propagation of electromagnetic waves can lead to radiation of waves with new frequencies and wave numbers, i.e. scattering waves, or new types of waves – transformed waves [1 - 5].

Combined wave scattering and transformation in plasma were predicted in [1]. Collecting some of the scattered or transformed radiation, a lot of information about the properties of the plasma may be obtained from the spectral properties of this radiation. This method of plasma diagnostics has proved to be very powerful in laboratory and space plasmas.

In paper [6] we investigate the scattering electromagnetic wave in magnetoactive plasma with the lower hybrid and upper hybrid pump.

We consider also the transformation of transverse electromagnetic wave into longitudinal plasma waves. At first we calculate the coefficient of the scattering and transformation in the presence of lower hybrid parametric instability. Also the transformation and scattering processes for the magne-

tized plasma when the upper hybrid pump decays into daughter wave and ion-sound oscillation or convective cell modes are considered [6].

It can be seen from the expression for the scattering and transformation coefficient that for typical parameters of hot plasma terms depending on pump wave amplitude dominate over the terms due to the thermal noise.

1. A. J. Akhiezer, L. G. Prochoda, and A. G. Sitenko, Zh. Eksp. Teor. Fiz. **33**, 750 (1957).
2. A. G. Sitenko and Y. A. Kirochkin, Sov. Fiz. Usp. **89**, 227 (1966).
3. H. Wilhelmsson, V. N. Pavlenko, and V. G. Panchenko, Phys. Scripta **43**, 323 (1991).
4. P. K. Shukla, V. N. Pavlenko, and V. G. Panchenko, Plasma Phys. and Contr. Fus. **33**, 643 (1991).
5. V. N. Pavlenko, V. G. Panchenko, and S. A. Nazarenko, Phys. Scripta **82**, 109 (1999).
6. V. N. Pavlenko and V. G. Panchenko, ICPP-2008, Japan, Fukuoka, Contr. papers, p. 1 - 006.

## NONSTATIONARY PARAMETRIC PROCESSES IN RELATIVISTIC SEMI-BOUNDED PLASMA

V. N. Pavlenko, S. V. Davidov

*Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv*

The parametric instabilities in plasmas of relativistic electron beam (REB) are intensively investigated. These investigations are very important for plasma electronic and free-electron lasers because the nonlinear wave interaction process may lead to up-conservation of the frequency of scattered wave as compared to the frequency of the incident electromagnetic wave [1 - 3].

We have investigated the space-time evolution of the electromagnetic signal wave in semi-bounded REB plasma due to nonlinear three wave interaction and solved this problem in the parametric approximation when the pump wave amplitude is constant. We considered the case where the surface charge wave has negative energy. The transformation coefficient can then be much larger than unity.

The signal and surface charge waves are also amplified in space. We found that the wave packets are diffusion broadened in space due to the parametric interaction process. We have calculated the diffusion coefficient which is increased due to relativistic effects.

Finally we analyzed the propagation of an electromagnetic wave packet with Gaussian amplitude

profile in the presence of a REB with initial modulation. Taking the frequency and wave mismatch into account we found that the electromagnetic wave frequency is transformed in space. After a distance that is much larger than the characteristic diffusion broadening length, a phase locking will take place, however, and the growth rate has been reached its maximum value.

We think that these results can be useful for some free-electron laser work, as three-wave interaction processes are important in the generation of ultrahigh frequency radiation.

1. S. V. Davidov, V. P. Zakharov, and V. N. Pavlenko, Radiophys. Quantum Elect. **32**, 999 (1990).
2. S. V. Davidov, V. N. Pavlenko, L. Stenflo and J. Weiland, Phys. Scripta **45**, 257 (1992).
3. V. N. Pavlenko, S. V. Davidov, and L. Stenflo, Sov. J. Plasma Phys. **18**, 398 (1992).
4. V. N. Pavlenko and S. V. Davidov, ICPP-2008, Japan, Fukuoka, Contr. papers, p. 2 - 133.

COMPUTER SIMULATION FOR ION SOURCES OPTIMIZATION

I. Litovko<sup>1</sup>, V. Gushenets<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv

<sup>2</sup>High Current Electronic Institute, Tomsk, Russia

The highly stripped ion source has been designed [1] to provide high current beams of multiply charged Phosphorous and Boron ions for high energy ion implantation. However, the total current transport efficiency was about 30 %. Therefore determine main reason for ion beam losses and optimization construction of ion-optical system was main tasks for improving effective of ion source. The using of computer modeling for these purposes looks very attractive and easy way in order to optimize beam parameters as well as geometry of ion source.

Mathematically problem investigation of intensive charge beams come to solution of nonlinear self-consistent system equations that have analytical solution in simplest cases only. Thus the main mathematical method of solving such tasks is numerical modeling. As a rule, the applied numerical method based on solving the Poisson equation with the unknown space charge term and then the result is used for the solving of motion equations for charge particles. A repeated iteration allows achieve self-consistent solution.

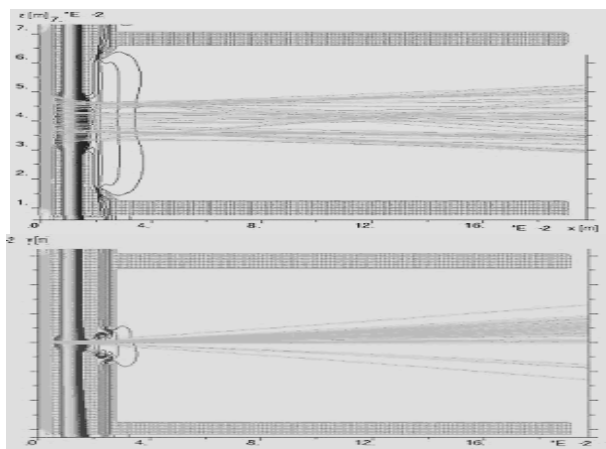


Fig. 1. Calculated ions trajectories along (up) and across (down) emission slit for optimized ion-optical geometry.

The computer code Kobra [2] has been used to simulate processes of ion extraction by dc-acceleration systems as well as beam transport and thus to determine main reasons for ion beam losses. Algorithms of code are modified for optimization and calculation of the beam characteristics with the best precision [3, 4]. The calculations indicated that the losses of extracted ion beam mainly occur in the transport channel and magnetic separator. The computer modeling allows find optimal geometry for ion-optical system. Several ion-optical systems were designed and also changed the design of the initial section of the beam transport channel.

Furthermore, the simulation for original way of compensating the parasitic beam deflection has been executed. The calculated ions trajectories for optimized construction of ion source are shown in Fig. 1. Calculations showed that the total beam dimensions were decreased down to  $42 \times 60 \text{ mm}^2$ . Results of experiments with the modified geometry are supported simulation results. Fig. 2 shows a photo of the beam imprint.

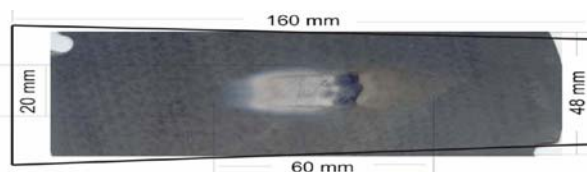


Fig. 2. Beam imprint on the Mo plate against the background of the beam line contour for the modified geometry of the experimental setup.

It can be seen in the figure that the cross-sectional dimensions of the beam, particularly its vertical dimension, were no more than  $20 \times 60 \text{ mm}^2$ . The Fig. 3 shows oscillograms of the separated ion beam.

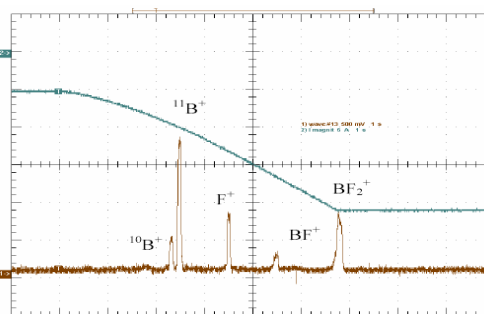


Fig. 3. Spectral distribution of the ion beam for the modified geometry.

The total ion beam current after separation was 6.6 mA, and the emission current was 12 mA. With the optimization of geometries of the ion-optical system and experimental setup, the maximum current transport for Boron ions has been attained. It should be noted that the maximum attainable percentage of singly charged B ions was 65 % and the total current transport was about 60 %.

1. V. A. Batalin, A. S. Bugaev, V. I. Gushenets *et al.*, *Rev. Sci. Instrum.* **75**, 1900 (2004).
2. I. G. Brown, *The physics and technology of ion sources* (Weinheim, Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, 1999), p. 41.
3. I. Litovko, *Czech. J. Phys.* **B 56**, 909 (2006);
4. I. Litovko, *Cybernetics & System Anal.* **5**, 173 (2008).



МОДЕЛЬ ГАЗОВОГО РАЗРЯДА МАГНЕТРОННОГО ТИПА

И. В. Литовко<sup>1</sup>, А. А. Гончаров<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев

<sup>2</sup>Институт физики НАН Украины, Киев

В последнее время возрос интерес к цилиндрическим системам магнетронного типа (как обращенных, так и прямого действия) в связи с их несомненными технологическими достоинствами при обработке цилиндрических образцов сложной конфигурации, высокой степенью использования материала мишени и парового потока, а также благодаря возможности построения адекватных теоретических моделей. В Институте физики НАН Украины была предложена и экспериментально реализована цилиндрическая распылительная система магнетронного типа с магнито-электронным виртуальным анодом [1], основанная на принципах плазмооптики, сформулированных А. И. Морозовым [2].

На базе экспериментальных данных [3] была предложена новая модель плазмодинамики газовых разрядов магнетронного типа. Был проделан гидродинамический анализ плазмодинамических процессов цилиндрического газового разряда в поперечном магнитном поле с замкнутым дрейфом электронов и создана модель стационарных характеристик разряда в зависимости от параметров системы.

В основе модели лежит предположение о наличии в диодном промежутке разряда трех существенно отличающихся по характеру токопереноса квазиавтономных областей, схематично представленных на рис. 1.

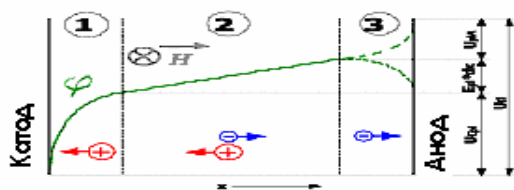


Рис. 1. Основные области в диодном промежутке.

*I* – это область прикатодного падения потенциала, где формируется ускоряемый на катод ионный поток и сосредотачивается в оптимальном режиме практически все разрядное напряжение. Здесь токоперенос осуществляется в основном ионами из плазмы. *2* – область положительного плазменного столба с замагниченными электронами и свободными ионами, где происходит генерации заряженных частиц, ионов и электронов. Токоперенос в этой области осуществляется как ионами в сторону катода, так и электронами на анод. *И*, наконец, прианодная область *3*, где в узкой зоне, порядка ларморов-

ского радиуса электронов, происходит срыв электронного дрейфа и выпадение электронов на анод. В этой области разрядный ток переносится электронами. В оптимальном режиме прианодный скачок потенциала должен быть минимальным. В этой модели не учитывается влияние распыленных атомов материала катода.

Численно решая полученную систему уравнений [4] в цилиндрической системе координат методом итераций получим самосогласованное решение. Для типичных параметров разряда падение потенциала в плазменном слое достигает 30 - 50 В, а основное падение происходит в узком прикатодном слое, что видно на рис. 2. Также на рисунке видно, что разведенные анодные электроды формируют виртуальную цилиндрическую поверхность, которая принимает потенциал равный анодному, что соответствует основному принципу эквипотенциализации [2].

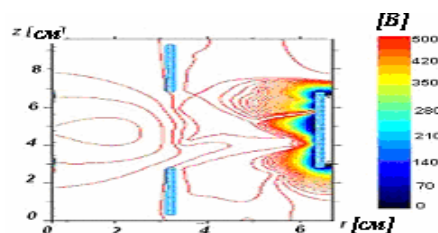


Рис. 2. Распределение плазменного потенциала в диодном промежутке. Показаны эквипотенциалы.

На Рис. 3 показано полученные распределения потенциалов, а также плотностей ионов и электронов в плазменном слое.

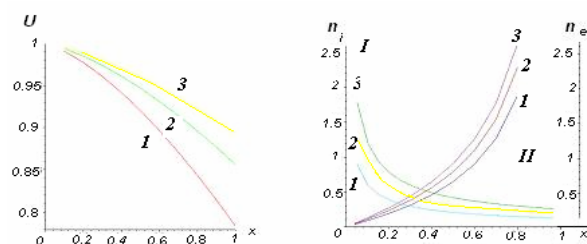


Рис. 3. Распределение потенциала (рис. слева) и плотностей ионов (*I*) и электронов (*II*) (рис. справа), в зависимости от разрядного потенциала: *1* – 300 В, *2* – 450 В, *3* – 600 В.

1. A. Goncharov, I. Protsenko, G. Yushkov, and I. Brown, *Appl. Phys. Lett.* **75**, 911 (1999).
2. А. И. Морозов и С. В. Лебедев, *Плазмооптика* (Атомиздат, Москва, 1974), вып. **8**, с. 247.
3. A. Goncharov, *Rev. Sci. Instr.* **73**, 1004 (2002).
4. A. Goncharov, A. Evsykov, and I. Litovko, *Adv. Appl. Plasma Sci.* **6**, 5 (2007).

## ДОСЛІДЖЕННЯ КОЕФІЦІЄНТІВ РОЗПАДУ ГУСТОЇ ПЛАЗМИ ПРИ КОНЦЕНТРАЦІЇ ЕЛЕКТРОНІВ $N_e \geq 10^{17} \text{ см}^{-3}$

О. А. Федорович, Л. М. Войтенко

Інститут ядерних досліджень НАН України, м. Київ

Процеси рекомбінації густої неідеальної плазми експериментально не вивчено. Для розрахунків параметрів густої плазми і побудови її моделей необхідно знати коефіцієнти іонізації та рекомбінації, часи життя іонів та електронів і їх залежності від температури та густини електронів.

Значення коефіцієнтів іонізації та рекомбінації в плазмі експериментально визначені до концентрацій електронів  $N_e$ , не вищих  $2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$  [1, 2]. В роботі [3] було показано, що при концентрації електронів  $2 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3} \geq N_e \geq 10^{19} \text{ см}^{-3}$  експериментально одержані коефіцієнти розпаду на 5 - 7 порядків менші, ніж теоретично розраховані. Зовсім недослідженим залишився діапазон концентрацій електронів  $10^{19} \text{ см}^{-3} \geq N_e \geq 2 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ . Дослідженню коефіцієнтів розпаду неідеальної плазми при концентраціях  $N_e \geq 2 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$  і присвячена дана робота. Теоретично тільки в одній роботі [4] передбачається зменшення в кілька разів коефіцієнта рекомбінації зі збільшенням  $N_e$ .

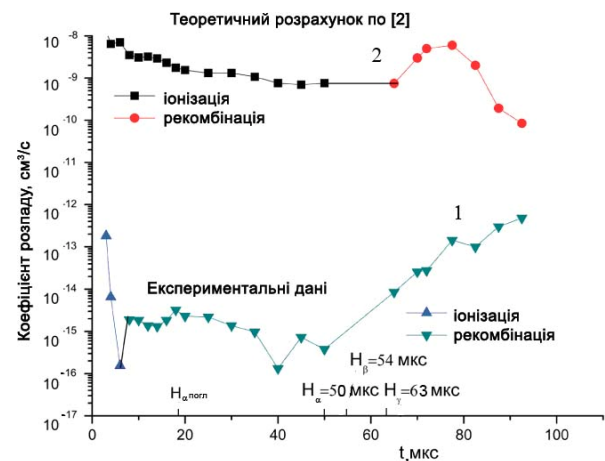
Для експериментального визначення коефіцієнтів розпаду (іонізації та рекомбінації) необхідно знати концентрації електронів ( $N_e$ ), атомів ( $N_a$ ), температури та їх ходу в часі. Такі ж дані необхідні й для теоретичних розрахунків [5].

Температура імпульсних розрядів у воді та її хід у часі визначались по інтенсивності випромінювання суцільного спектра шляхом порівняння її з інтенсивністю еталонного джерела ЕВ-45. Вимірювання температури проводилися в діапазоні спектра 360 - 700 нм методом монохромного фотометрування фоторозгортки спектрів у часі.

Хід у часі тиску по моделі квазінестискуваної рідини розраховувався з просторово-часових характеристик радіуса каналу та радіуса фронту ударної хвилі. З рівняння стану ідеального газу і температури визначалась загальна концентрація частинок у каналі, а за формулою Саха визначалась концентрація електронів. При обчисленні статусу враховувались тільки рівні водню, що спостерігались експериментально, але не враховувалось зниження потенціалу іонізації.

Коефіцієнт розпаду плазми обчислювався з часового ходу експериментальних значень концентрації електронів. Теоретичні значення коефіцієнтів іонізації та рекомбінації обчислювали зі значень температури плазми, концентрацій електронів та атомів. Теоретичне обчислення

проводились за роботами [2, 5]. Обчисливши коефіцієнти іонізації та рекомбінації і використовуючи значення концентрацій електронів та атомів ( $N_e$  і  $N_a$ ), визначали розрахунковий коефіцієнт розпаду плазми.



Залежність від часу коефіцієнта розпаду ( $W$ ,  $\emptyset = 20 \text{ мкм}$ ,  $U = 30 \text{ кВ}$ ,  $I = 100 \text{ мм}$ ,  $L = 0,43 \text{ мкГн}$ ).

Виявлено великі розходження між теоретичними та експериментальними значеннями коефіцієнтів розпаду (рисунок), що досягає 5 - 6 порядків при концентраціях електронів  $> 10^{19} \text{ см}^{-3}$ . При зниженні концентрації електронів теоретичні та експериментальні значення коефіцієнту розпаду зближуються й при  $N_e = 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$  різниця зменшується до двох порядків і спостерігається різке зближення експериментальних і теоретичних значень.

Урахування тільки тих рівнів водню, на які можлива рекомбінація [5], не пояснюють розходжень у теоретичних та експериментальних дослідженнях. Наводиться спроба пояснити розходження іншими механізмами.

1. О. А. Малкин. *Импульсный ток и релаксация в газе* (Атомиздат, М., 1974), с. 254.
2. Л. М. Биберман, В. С. Воробьев и И. Т. Якубов. *Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы* (Атомиздат, М., 1982), с. 177.
3. О. А. Федорович и Л. М. Войтенко, УФЖ **53**, 451 (2008).
4. Ю. К. Куриленков, ТВТ **18**, 1312 (1980).
5. Д. Бейтс и А. Далгарно. *Атомные и молекулярные процессы*, под ред. Д. Бейтса (Мир, М., 1964, с. 224.

## ОСАЖДЕНИЕ ПЛЕНОК TiN И TiO<sub>2</sub> В ОБРАЩЕННОМ ЦИЛИНДРИЧЕСКОМ МАГНЕТРОНЕ ПОСТОЯННОГО ТОКА МЕТОДОМ РЕАКТИВНОГО РАСПЫЛЕНИЯ

Е. Г. Костин<sup>1</sup>, А. А. Гончаров<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев

<sup>2</sup>Институт физики НАН Украины, Киев

В работе рассмотрена возможность контроля условий получения пленок TiN и TiO<sub>2</sub> по оптическому спектру плазмы магнетронного разряда и по изменению разрядного напряжения.

Цилиндрический магнетрон с вращающимся магнитным полем описан в [1]. Благодаря вращению поля катод распыляется без эрозионных углублений. Это дает стабильность разрядных характеристик во времени, необходимую при осаждении пленок соединений. Плазмообразующим газом служил аргон, реактивными газами (РГ) – азот и кислород.

Контроль РГ вакуумметрами затруднен, так как их давление  $P \sim 10\%$  давления  $P(\text{Ar})$ . Поэтому анализировали оптическое излучение плазмы разряда. На рис. 1 показаны зависимости интенсивностей спектральных линий титана, аргона и азота от потока азота.

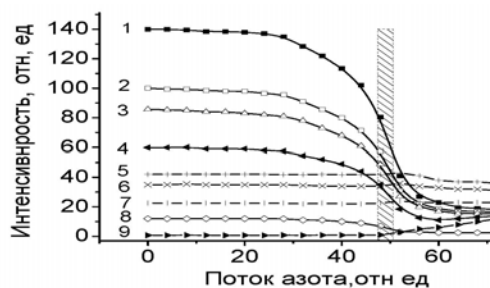


Рис. 1. Интенсивность линий: титана 1 - 468,2 нм, 2 - 501,4 нм, 3 - 521,04 нм, 4 - 375,29 нм, 8 - 455,24 нм; аргона 5 - 603,2 нм, 6 - 687,13 нм, 7 - 641,6 нм; азота 9 - 357,7 нм от величины потока азота.

Линии титана ведут себя идентично, уменьшаясь до минимума. Это связано с уменьшением распыления титана при хемосорбции азота на катоде. Интенсивность линии азота мала вплоть до зоны осаждения TiN (заштрихована). Зона находится после точки начала роста линии азота (кривая 9) и на участке наиболее быстрого спада интенсивности линий титана.

Нами показано, что контроль получения стехиометрических пленок можно вести по напряжению разряда Ur при неизменном токе Ir и давлении P(Ar). Это следует из того, что режим разряда задается независимыми величинами: Ir, P(Ar) и потоком РГ. Тогда Ur и интенсивность линий РГ и титана являются их функциями. На рис. 2 показана связь между интенсивностью

линии титана и Ur. В области зоны осаждения (указана стрелками) расположена точка перегиба кривой Ur. Там же начинается рост парциального давления и интенсивности линии азота, что говорит о насыщении пленки титана азотом.

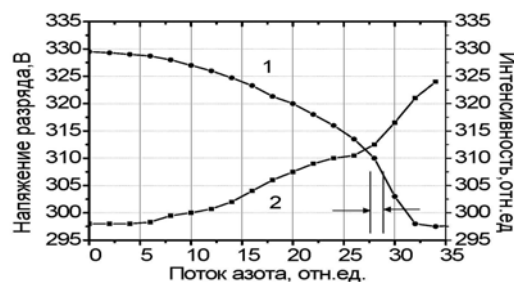


Рис. 2. Интенсивность линии титана - 468,2 нм (1) и Ur (2) от величины потока азота.

На рис. 3 показаны зависимости Ur и интенсивностей линий титана и атомарного кислорода от потока O<sub>2</sub>.

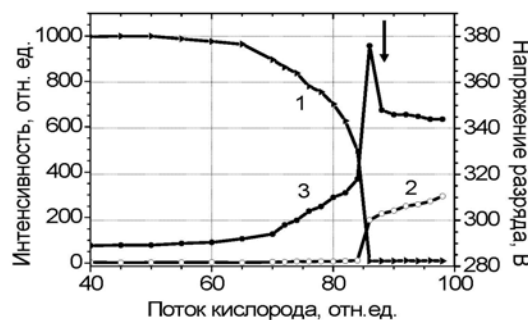


Рис. 3. Интенсивность линий титана - 468,2 нм (1), атомарного кислорода - 777,19 нм (2) и Ur (3) от величины потока кислорода.

В отличие от кривых для азота, Ur имеет резкий максимум перед зоной получения пленок TiO<sub>2</sub>, а интенсивность линии атомарного кислорода скачкообразно растет, что указывает на очень быстрое насыщение пленки кислородом. Контроль процесса осаждения пленок TiO<sub>2</sub> проводился по Ur после прохождения точки максимума или по интенсивности линии атомарного кислорода после ее скачка.

Стехиометрический состав пленок TiO<sub>2</sub> и TiN подтвержден рентгенофазным анализом.

1. Декларац. пат. № 1994. Цилиндричний магнетрон з внутрішньою бічною розпорошувальною поверхнею. 15.09.2003. Бюл. № 9.

**ПЛАЗМЕННЫЕ ТЕХНОЛОГИИ ИЗГОТОВЛЕНИЯ МИКРОСТРИПОВЫХ ДЕТЕКТОРОВ РЕГИСТРАЦИИ ИОНОВ ДЛЯ МАГНИТНЫХ МАСС-СПЕКТРОМЕТРОВ**

**В. М. Пугач<sup>1</sup>, О. А. Федорович<sup>1</sup>, В. Л. Перевертайло<sup>2</sup>,  
Е. Г. Костин<sup>1</sup>, Б. П. Полозов<sup>1</sup>, А. В. Михайленко<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>*Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев*

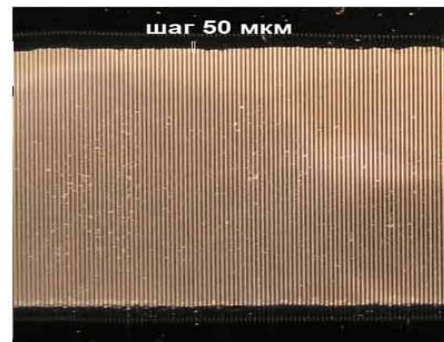
<sup>2</sup>*НИИ микроприборов НАН Украины, Киев*

Разработка малогабаритных масс-спектрометров с быстрой одновременной регистрацией ионов и высокой разрешающей способностью требует радиационно-стойких датчиков не подвергающихся отравлению и стравливанию при работе с химически активными газами. Можно изготовить датчики регистрации ионов из металлических тонких плоских полосок (стрипов), пересекающих прозрачное окно в кремниевой пластине и разнесенных на одинаковое расстояние друг от друга. Настоящая работа посвящена разработке плазменных технологий изготовления микростриповых металлических детекторов для одновременной пространственной регистрации ионов в магнитном масс-спектрометре.

В качестве подложки использовалась кремниевая пластина диаметром 102 мм, из которой получалось два датчика регистрации ионов размерами 58 × 20 мм<sup>2</sup>. Для получения изоляции между металлическими стрипами и подложкой проводилось термическое окисление кремниевой пластины до получения толщины окисла ~0,2 мкм. На окисел кремния наносился слой нитрида кремния (Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>) примерно такой же толщины. Для улучшения адгезии никелевой пленки с подложкой термоионным методом на установке с электронно-лучевой пушкой проводилось напыление сверху тонкого подслоя титана (~500 Å), который образовывал химическую связь с поверхностью Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>. Затем производилось напыление никелевой плёнки толщиной 1,5 - 2 мкм. При этом на подложку подавался отрицательный потенциал -100 – 200 В, что ускоряло ионы никеля и создавало высокую адгезию с титаном. Пленки, полученные таким методом, намного чище и прочнее, чем нанесенные на магнетроне. После стандартной фотолитографии проводилось вытравливание в кислоте лишнего никеля. Оставались полоски шириной 20 - 30 мкм и толщиной 1,5 - 2 мкм.

Далее используются плазмохимические методы обработки пластин в плазмохимическом реакторе (ПХР) с замкнутым дрейфом электронов и управляемой энергией ионов [1]. Снимаются фоторезист с никеля и слой титана для устранения проводимости между полосками. Затем через специальную маску производится травление кремния с лицевой стороны подложки на глуби-

ну 30 - 100 мкм. Рабочим газом является смесь элегаза (SF<sub>6</sub>) и 10 % кислорода при давлении в ПХР от 1 · 10<sup>-3</sup> мм рт. ст. до 5 - 8 · 10<sup>-2</sup> мм рт. ст. Плазмохимическое травление кремния проводилось при энергиях ионов 60 - 80 эВ, что не приводило к распылению никеля. В дальнейшем производится травление кремния с обратной стороны пластины (400 - 500) мкм через специальную маску для получения прозрачного окна. Благодаря высокой селективности травления кремния по отношению к никелю удавалось полностью вытравливать кремний, не повреждая никелевые стрипы в полученном окне.



Фрагмент микрострипового металлического детектора для масс-спектрометрии.

Таким способом были получены датчики ионов с 1024 стрипами. Из них повреждёнными оказалось менее 5 %. Разрывы получались, в основном, за счёт дефектов, полученных при фотолитографии. Шаг стрипов 50 мкм. Используя приведенные выше плазменные технологии нанесения и травления материалов, впервые удалось получить датчики непосредственной регистрации ионов, которые являются радиационно-стойкими, могут использоваться для регистрации масс-спектров исследуемых материалов и позволяют разрабатывать малогабаритные масс-спектрометры.

1. В. М. Коновал, В. В. Усталов и О. А. Федорович, *Материалы 6-й Междунар. конф. "СВЧ – техника и телекоммуникационные технологии (КрыМиКо 96)"* (Севастополь, Крым, Украина, 1996), с. 285.



## ОБ ИСПОЛЬЗОВАНИИ ПРИБЛИЖЕНИЯ ЛОРЕНЦЕВОЙ ПЛАЗМЫ ДЛЯ ОПИСАНИЯ СВОЙСТВ ПОДВОДНЫХ РАЗРЯДОВ

П. В. Порицкий, П. Д. Старчик

Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев

Модель газа Лоренца уже больше века плодотворно используется для описания кинетических свойств газовых и плазменных сред [1]. В приближении лоренцевой плазмы используется малость отношения массы электрона к массам тяжелых частиц и учитываются только наиболее существенные для решения конкретной задачи процессы столкновений. Применительно к плотной газоразрядной плазме таковыми выступают электрон-атомные и ион-атомные столкновения [2].

В настоящей работе, приближение лоренцевой плазмы использовалось для расчета термодинамических и транспортных свойств плотной плазмы подводных разрядов в диапазоне температур 300 - 20000 К и давлений 1 - 20 бар. Расчеты проведены для равных и существенно отличающихся температур электронов  $T_e$  и температур тяжелых частиц.

Результаты расчетов теплоемкости и теплопроводности плотной водяной плазмы в одно-температурном приближении приведены на рис. 1 и 2.

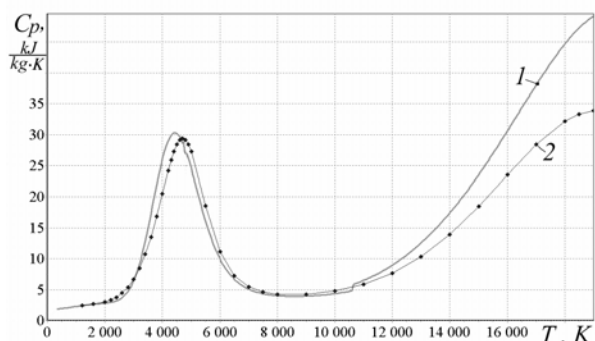


Рис. 1. Удельная теплоемкость при постоянном объеме  $C_p$  плотной водяной плазмы при давлении  $p = 20$  бар: 1 – расчет (настоящая работа), 2 – данные работы [3].

Результаты, полученные в рамках такой модели плазмы, хорошо согласуются с имеющимися расчетными и справочными данными [3, 4]. Также из рисунков видно, что максимумы на графиках свойств имеют вид одиночных пиков, что характерно для двухатомного молекулярного газа, хотя молекула воды может диссоциировать различными путями.

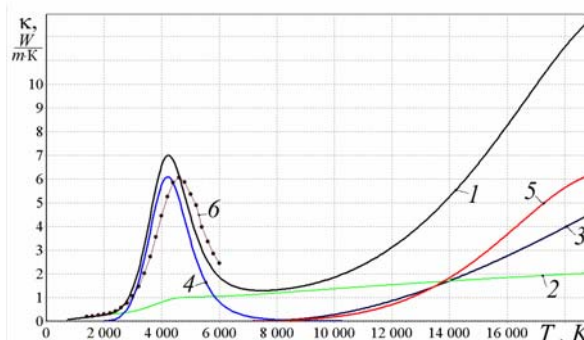


Рис. 2. Теплопроводность плотной водяной плазмы при давлении  $p = 20$  бар: 1 – полная теплопроводность; 2 – газовая теплопроводность; 3 – электронная теплопроводность; 4 – диссоциативная теплопроводность; 5 – ионизационная теплопроводность; 6 – данные работы [4].

Расчеты в рамках двухтемпературной модели показали, что даже в случае сравнительно слабых для разрядных условий полей в плазме отличие температур компонент водяного пара может быть значительным, что в свою очередь существенно сказывается на величине параметров, характеризующих свойства, обусловленные электронным переносом. Наблюдаемый отрыв температуры электронов от тяжелых частиц является важным фактором, определяющим характер зависимостей термодинамических и транспортных свойств от температуры плазмы.

Таким образом, использование приближения лоренцевой плазмы к описанию подводных разрядов позволяет удовлетворительно рассчитывать термодинамические и транспортные свойства плазм таких разрядов в диапазоне температур 300 - 20000 К. При более высоких степенях нагрева паров воды данное приближение неприменимо из-за усиления влияния электрон-электронного взаимодействия на кинетику процессов в плазме.

1. Е. М. Лившиц и Л. П. Питаевский, *Физическая кинетика* (Наука, М., 1979).
2. П. В. Порицкий, *Теплофизика высоких температур* **44**, 335 (2006).
3. O. Coufal, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **40**, 3371 (2007).
4. Н. Б. Варгафтик, *Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей* (Наука, М., 1972).

## Анотації робіт з радіоекології та радіобіології

### ОТРИМАННЯ РАДІОФАРМПРЕПАРАТУ (РФП) НАТРІЮ ЙОДИДУ ( $^{131}\text{I}$ ) В КАПСУЛАХ

В. А. Агєєв, В. І. Дідковський, Л. О. Толочко, Н. І. Левченко

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

РФП натрію йодид ( $^{131}\text{I}$ ) широко застосовується в медичній практиці для діагностики та терапевтичного лікування захворювань щитовидної залози, у першу чергу – онкологічних.

Використання натрію йодиду ( $^{131}\text{I}$ ) в капсулах, порівняно з розчином натрію йодиду ( $^{131}\text{I}$ ) перорального, дає можливість зменшити дозове навантаження ротової порожнини пацієнтів від опромінення  $^{131}\text{I}$ , покращує якість сцинтиграфічних досліджень функції щитовидної залози. Також при використанні капсул зменшується дозове навантаження обслуговуючого медичного персоналу.

Радіофармацевтичний препарат є розчином натрію йодиду ( $^{131}\text{I}$ ) без носія, диспергованим на поверхні твердого інертного носія, що міститься всередині желатинових капсул. Перевага використання інертного носія – запобігання випаровуванню  $^{131}\text{I}$  із капсули та деформуванню желатинових капсул після внесення водного розчину натрію йодиду. Як інертний носій використовували безводний динатрію гідрофосфат  $\text{Na}_2\text{HPO}_4$ , здатний утримувати значну кількість водного розчину.

Для приготування натрію йодиду ( $^{131}\text{I}$ ) в капсулах використовується розчин натрію йодиду ( $^{131}\text{I}$ ) з високою питомою активністю – не менше 0,3 Кі/мл. Раніше нами була розроблена технологія отримання розчину натрію йодиду ( $^{131}\text{I}$ ), що забезпечує таку питому активність [1].

Розроблена нами методика отримання натрію йодиду ( $^{131}\text{I}$ ) у капсулах забезпечує радіоактивний вміст натрію йодиду ( $^{131}\text{I}$ ) 0,37; 0,74; 1,85; 3,7 МБк на капсулу для діагностування та 74; 185; 370; 740; 1850; 3700 МБк на капсулу при терапевтичному застосуванні. Для наповнення використовувалися желатинові капсули фірми «Капсу-гель» (Бельгія). Розроблено та виготовлено дистанційнокеровану установку дозування розчину натрію йодиду ( $^{131}\text{I}$ ) в капсули та пакування їх у флакони. Розчин натрію йодиду ( $^{131}\text{I}$ ) передавався транспортером до “гарячих” камер і, після розведення до потрібної концентрації, заповнювався в автоматичну бюретку (4) для внесення в капсули (рисунок).

Досліджено фізико-хімічні характеристики натрію йодиду ( $^{131}\text{I}$ ) в капсулах: радіохімічна [2] та радіонуклідна [3, 4] чистота, вміст неактивних

домішок [5], що задовольняють вимоги Європейської фармакопеї [2].



Установка для дозування розчину натрію йодиду ( $^{131}\text{I}$ ) в капсули та пакування у флакони: 1 – механізм вертикального переміщення головки; 2 – тефлоновий диск з капсулами; 3 – головка утримання капсул; 4 – автоматична бюретка.

#### Висновки:

1. Розроблена методика отримання препарату натрію йодиду ( $^{131}\text{I}$ ) в капсулах дозволить надалі розробити промислову технологію препарату, що відповідає за якісними показниками вимогам Європейської фармакопеї.

2. Спроектована та виготовлена дистанційнокерована установка для отримання натрію йодиду ( $^{131}\text{I}$ ) в капсулах.

1. В. А. Агєєв, В. І. Дідковський, Л. О. Толочко та Н. І. Левченко, у *Щорічник-2007 ІЯД НАН України* (Київ, 2008), с. 159.
2. *European Pharmacopoeia*, 1997, р. 1496.
3. Ts. Vylov *et al.*, Spectra of radioactive nuclides radiation measured with semiconductor detectors, 1983, July, р. 149.
4. Б. С. Джелєпов и С. Ф. Кокшарова, *Гамма-кванты изотопов, применяемых в нейтронно-активационном анализе* (Атомиздат, М., 1974).
5. Державна Фармакопея України, I видання (ПРЕГ, Харків, 2001), 531 с.

## ГАММА-СПЕКТРОМЕТРИЯ РАДІОІЗОТОПНОЇ ПРОДУКЦІЇ НА РЕАКТОРІ ВВР-М

А. М. Берлізов, П. М. Ворона, І. А. Малюк, О. Ф. Рудик, В. В. Тришин

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

Реалізація проекту по створенню на реакторі сучасних технологій виробництва та методик сертифікації радіонуклідної продукції для потреб науки, медицини та промислового застосування включає різнопланові розробки [1 - 3]. Важливою ланкою таких розробок є створення базового технічного та науково-методичного комплексу для гамма-спектрометричного аналізу джерел випромінювання в широкому інтервалі інтенсивностей та діапазоні енергій гамма-квантів від 50 кеВ до 3 МеВ.

Ключовим елементом сертифікації радіоізотопної продукції є визначення з необхідною точністю активності радіонуклідів у широкому діапазоні величин: цільових нуклідів (як правило, великої активності) та домішкових із відносно малою допустимою активністю, яка може бути навіть меншою за границю детектування.

На базі сучасних гамма-спектрометричних комплексів з детекторами високої роздільної здатності розроблено методику вимірювання активності радіонуклідів в діапазоні 1 Бк ÷ 10<sup>13</sup> Бк із сумарною стандартною невизначеністю, що не перевищує 15 %. Такого широкого діапазону активності досягнуто завдяки використанню сучасної електроніки в комплексі з колімацією потоку гамма-квантів та його послабленням фільтрами поглинання. Гамма-спектрометричні комплекси на основі цифрової електроніки (процесор DSP 9660 та модуль рахунку імпульсів без втрат LFC 599) забезпечують отримання надійної спектрометричної інформації і підвищену пропускну спроможність при вхідних потоках сигналів до 10<sup>5</sup> імп./с.

Наведені в методиці вирази для невизначеності вимірюваних та розрахованих величин витримано у відповідності з міжнародними стандартами ISO [4, 5].

Особлива увага приділена визначенню надійних критеріїв детектування в ядерно-фізичному експерименті, усталених поглядів на які серед фахівців поки що не досягнуто. Актуальність їх практичного використання підвищується в міру зростання вимог до радіаційної чистоти продукції, особливо радіонуклідних фармацевтичних препаратів.

Для ухвалення рішення про наявність чистого ефекту та обчислення мінімальної детектованої активності використовуються поріг прийняття рішення  $R_n^*$  (decision threshold) та границя де-

тектування  $\rho_n^*$  (detection limit), визначення яким дано в стандарті [6]; для  $R_n^*$  використано вираз, наведений у стандарті [7]

$$R_n^* = \frac{k_{1-\alpha}^2 N_p}{2t 2N_c} \left[ 1 + \sqrt{1 + \frac{4R_0 t 2N_c}{k_{1-\alpha}^2 N_p} \left( 1 + \frac{2N_c}{N_p} \right)} \right],$$

де  $R_0$  – експериментальна оцінка швидкості лічби імпульсів континуума в зоні виявленого або очікуваного піка (вклад фону);  $t$  – час вимірювання;  $N_p$ ,  $N_c$  – числа каналів відповідно в зоні піка та в симетричних зонах, вибраних для розрахунку континуума;  $k_{1-\alpha}$  – квантиль стандартного нормального розподілу;  $\alpha$  – задана ймовірність похибки першого роду (зарахувати хибний сигнал).

При розрахунках  $\rho_n^*$  за оцінку математичного очікування (істинного значення) швидкості лічби імпульсів континуума в зоні піка береться  $R_0$ .

У методиці визначено порядок виконання вимірювань в умовах спектрометричної лабораторії, а також в технологічних приміщеннях реактора ВВР-М: реакторному залі, “гарячих” камерах та транспортному каналі, що сполучає їх. Створений вимірювальний комплекс використовується як базовий: 1) для вимірювання активаційних детекторів метрологічного супроводу процесу накопичення радіоізоотопів в реакторі; 2) для радіаційного моніторингу процесу переробки опромінених мішеней; 3) для сертифікації готової продукції.

Робота підтримана грантом УНТЦ, проект № Uz-25.

1. M. N. Abdukayumov, S. Kh. Egamediev, P. G. Chistyakov *et al.*, in *Book of Abstr. of the 3<sup>rd</sup> Int. Conf. Radioisotopes and their application*, (Tashkent, Uzbekistan, Oct. 8 - 10, 2002), p. 76.
2. П. Н. Ворона та В. Ф. Разбудей, у *Щорічник-2007 ІЯД НАН України* (Київ, 2008), с. 109.
3. А. Н. Берлізов, П. Н. Ворона, І. А. Малюк и др. Там же, с. 159.
4. GUM:1993, first edition, 1993 ISO: Geneva 1995.
5. *Керівництво з вираження невизначеності у вимірюваннях* (Метрологія, Харків, 2002).
6. ISO 11929-3:2000(E).
7. DEUTSCHE NORM DIN 25482 Teil 5, BBL: 1997-12.

## ВИКОРИСТАННЯ СУЧАСНИХ ГЕОІНФОРМАЦІЙНИХ ТЕХНОЛОГІЙ ДЛЯ АНАЛІЗУ ПРИЙНЯТНОСТІ МАЙДАНЧИКІВ ДЛЯ БУДІВНИЦТВА БАГАТОЦІЛЬОВОГО ДОСЛІДНИЦЬКОГО ЯДЕРНОГО РЕАКТОРА

О. В. Гайдар, Ю. А. Михтонюк, В. В. Тришин, Л. Є. Червонна

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

Першим етапом життєвого циклу будь-якого об'єкту є його проектування та вибір місця розташування. Дослідницькі ядерні реактори (ДЯР), як і енергетичні, є об'єктами підвищеної радіаційної небезпеки. Тому етап вибору майданчика розташування ДЯР має базуватися на чіткому виконанні вимог чинного законодавства та науково-обґрунтованих критеріях для вибору оптимального варіанту.

Слід зазначити, що як в Україні, так і в цілому в міжнародній практиці, вимоги до вибору майданчика для ДЯР базуються на нормах, розроблених для енергетичних реакторів. В Україні основні положення такого вибору визначені в документі ДКЯР України "Вимоги з безпеки до вибору майданчика для розміщення атомної станції". Так, при виборі майданчика мають бути враховані: зовнішні впливи, що мають чи можуть мати вплив на безпеку об'єкта, розповсюдження радіоактивних речовин чи опромінення населення, урахуваючи їх зміни на всіх етапах життєвого циклу ядерної установки; існуючий та перспективний екологічний й демографічний стан; можливості реалізації захисних заходів у разі виникнення аварій, уключаючи важкі аварії.

Під зовнішніми впливами розуміють природні та техногенні впливи. До основних груп впливів природного характеру відносять сейсмічні та геологічні, небезпечні метеорологічні явища, гідрогеологічні впливи, повені, підтоплення тощо. До техногенних впливів відносять потужні аварії на підприємствах та військових об'єктах, вибухи та пожежі на транспорті, руйнування шляхів сполучення, падіння літальних апаратів, прориви водосховищ, хімічну та біологічну забрудненість території тощо.

При оцінці придатності майданчика для розміщення також виконується оцінка радіаційного впливу об'єкта на населення та навколишнє природне середовище (НПС) при нормальній експлуатації та аваріях, у тому числі важких. При оцінці радіаційного впливу мають також враховуватися різноманітні фактори, зокрема: метеорологічні, топографічні, гідрологічні, фауна та флора, гідрогеологічні, використання ґрунтових вод, транспортні, розподіл населення (сучасний та прогнозний), земле- та водокористування, рекреаційні та природоохоронні зони, природний

радіаційний фон середовища до вводу об'єкта в експлуатацію.

Враховуючи специфіку об'єкта, яким є багатоцільовий ДЯР, цей перелік має включати також фактори, що впливають на ефективність використання ДЯР: наближеність до вищих навчальних закладів фізичного профілю, розвиток транспортної мережі та віддаленість від міжнародних аеропортів тощо.

Згідно з чинним законодавством та міжнародною практикою вибір майданчика проводиться в декілька етапів: 1) вибір регіонів, на яких можливе будівництво; 2) вибір не менше трьох найбільш прийнятних майданчиків, на яких проводяться уточнюючі обстеження; 3) кінцевий вибір оптимальної ділянки з проведенням державної екологічної експертизи та наданням звіту про вплив на НПС.

Виходячи з кількості та різноманітності факторів для ефективного вирішення задачі вибору, постає необхідність використання сучасних засобів аналізу просторово-розподіленої інформації (ГІС). В ЦЕПАЕ така система розробляється на основі ГІС ArcGIS-9.1 і включає: базу геоданих (картографічні шари), базу вагових коефіцієнтів, програмні засоби обробки геоданих.

Аналіз проводиться у декілька послідовних етапів:

розбиття обраної території на елементарні ділянки (очікувана зона впливу 5 - 10 км);

визначення факторів, наявність яких виключає ділянку з подальшого аналізу (наприклад, сейсмічність понад 8 балів);

визначення факторів, що істотно впливають на безпеку ДЯР, та можливий негативний вплив у випадку важкої аварії;

після виокремлення найбільш придатних регіонів проводиться аналіз майданчиків з урахуванням факторів, що впливають на ефективність використання ДЯР та вартість створення, на його основі, інфраструктури науково-технічного центру.

Розроблена система буде використана при підготовці Закону України "Про розміщення, проектування, будівництво дослідницького ядерного реактора з відповідною інфраструктурою".



**ІНФОРМАЦІЙНО-АНАЛІТИЧНА СИСТЕМА NUCLEAR UTILITY KNOWLEDGE MANAGEMENT AND SAFETY ANALYSIS (NUKMSSA) ТА АНАЛІЗ ПОДІЙ НА ЯДЕРНО-РАДІАЦІЙНИХ УСТАНОВКАХ****О. В. Гайдар***Інститут ядерних досліджень АН України, Київ*

Протягом 2008 р. в Центрі екологічних проблем атомної енергетики (ЦЕПАЕ) ІЯД НАН України продовжувалися роботи щодо вдосконалення та наповнення інформаційно-аналітичної системи NUKMSA. Паралельно з розробкою методологічної основи системи проводилося її наповнення, зокрема інформаційно-аналітичними матеріалами щодо подій на дослідницьких ядерних реакторах (ДЯР) та лабораторій з виробництва радіоізоотопів.

18 травня 2008 р. Королівська корпорація AECL (Канада) прийняла рішення про відмову від подальших робіт по введенню в експлуатацію вже побудованих двох реакторів MAPLE. Таке рішення було прийнято після 13 років роботи над проектом створення перших суто комерційних ядерних реакторів для виробництва радіоізоотопів  $^{99}\text{Mo}$ ,  $^{131}\text{I}$ ,  $^{125}\text{I}$  та  $^{133}\text{Xe}$ . Реактори MAPLE (1,2) є реакторами басейнового типу з компактною зоною на низькозбагаченому паливі, яка оточена баком відбивача (важка вода). 19 лютого 2000 р. відбувся фізичний пуск реактора MAPLE 1. Однак проведені вимірювання засвідчили наявність позитивного потужнісного коефіцієнта реактивності (ПКР), у той час як розрахунки свідчили що цей коефіцієнт мав бути від'ємним, що є також однією із нормативних вимог з ядерної безпеки. У подальшому AECL було витрачено понад 200 млн доларів США на з'ясування причин виникнення ПКР та їх усунення. Однак остаточної відповіді так і не отримано. Останні тести, що проводилися протягом січня-квітня 2008 р., виявили три потенційні складові, що обумовлюють ПКР: прогин (вібрація) високозбагачених мішеней, прогин (вібрація) паливних елементів, ослаблений потік охолоджувача. Припускається, що найбільш суттєвим є конструкційні недоліки паливних елементів. Так, корейський дослідницький реактор Hanaro базується на технології MAPLE. Реактор має теплову потужність 30 МВт і був успішно запущений у 1995 р. Hanaro має негативну величину ПКР (аналогічну тій, що давали розрахунки для MAPLE). Паливо для Hanaro також поставлялося AECL, однак воно було модифіковано для підвищення жорсткості й мало дещо відмінний розподіл паливної маси, що зменшило прогин паливних елементів та його вплив на реактивність.

Необхідність модернізації паливних елементів виникла також на австралійському реакторі OPAL, який є багатоцільовим реактором басейнового типу з тепловою потужністю 20 МВт, конструкція якого

подібна до реакторів MAPLE. У липні 2007 р. під час часткового перезавантаження активної зони було виявлено паливні пластини, положення яких не відповідало штатному. Після проведення розслідування було встановлено, що проблеми виникли в результаті недоліків конструкції та виготовлення паливних збірок, які призвели до того, що за рахунок вібрації та сил, що виникають унаслідок потоку охолоджувача, відбулося зміщення паливних пластин у збірках. Після доопрацювання паливних елементів у травні 2008 р. регулюючий орган надав дозвіл на продовження експлуатації реактора OPAL.

Під час аналізу подій було проведено узагальнення та систематизацію матеріалів, що мають ключове значення як при формулюванні вимог та технічного завдання при створенні нового багатоцільового ДЯР в Україні, так і для проведення експертних оцінок якості проектів.

25 серпня 2008 р. Інститут радіоелементів (ІРЕ, Бельгія) проінформував про подію, яка Федеральною агенцією ядерного контролю Бельгії була оцінена як інцидент третього рівня за 7-бальною шкалою INES. Експерти сходяться в тому, що причиною інциденту стали несподівана хімічна реакція між одночасно переміщеними радіоактивними відходами різного складу з трьох ємностей малого об'єму до одного великого контейнера, розгерметизація контейнера та викид радіоактивних речовин (в основному  $^{131}\text{I}$ ) через вентиляційну трубу у навколишнє середовище. Загальна активність, викиду була оцінена як 45 ГБк  $^{131}\text{I}$ . Було введено в дію аварійний план реагування, рекомендовано тимчасове обмеження вживання сирих овочів і фруктів та проведено медичний огляд усього бажаного населення, яке проживає на прилеглих територіях.

Зібрано та систематизовано інформацію щодо розвитку подій, характеристик джерела викиду, метеорологічних умов та результатів вимірів рівнів забруднення проб рослинності та молока, на основі якої розпочато роботу щодо верифікації програмних засобів, що входять до модельного блоку системи NUKMSSA.

## ЕКСПРЕС-МЕТОД ВИЗНАЧЕННЯ СТАНУ ОКИСНОГО МЕТАБОЛІЗМУ ЗА ПРОМЕНЕВОЇ ТЕРАПІЇ ПУХЛИН

Ю. П. Гриневич<sup>1</sup>, С. В. Телецька<sup>1</sup>, Л. І. Маковецька<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

<sup>2</sup>Інститут експериментальної онкології, патології і радіобіології ім. Р. Є. Кавецького НАН України, Київ

Променева терапія нині відіграє домінуючу роль у лікуванні онкохворих. Проте залишаються не до кінця з'ясованими питання, що стосуються пошуків прогностичних критеріїв оцінки впливу опромінення на стан пацієнтів. При виборі тестів, які б об'єктивно відображали зміни в організмі за радіаційного впливу, необхідно враховувати такі залежності та закономірності, що виявляються на основі патогенетично значимого для променевої патології критерію, якими для іонізуючого випромінювання є вільнорадикальні реакції, що відіграють суттєву роль у післярадіаційних виявах ураження організму. Значних функціональних змін за формування та росту пухлин зазнає антиоксидантна система захисту. Багатокомпонентність та складні внутрішньосистемні зв'язки утруднюють визначення стану цієї системи в цілому, що дало б змогу максимально коректно та об'єктивно оцінити перебіг фізіологічних процесів, зумовлених дисбалансом, і прогнозувати ефективність лікування та його корекцію. На наш погляд таким може бути метод хемілюмінесценції (ХЛ), який є досить експресним та має високу інформативність в оцінці вільнорадикальних процесів у біосистемах. Не дивлячись на тривалий час його застосування в медико-біологічних дослідженнях, немає нині єдиної методології у проведенні ХЛ аналізу. Так, у дослідженнях використовують цільну кров, її клітини, різні стимулятори та підсилювачі, різний час реєстрації ХЛ тощо. Метою роботи було відпрацювання стандартної методики ХЛ-аналізу, що дозволило б *in vitro* оцінювати зміни функціонального стану організму за окисним метаболізмом за дії на нього різноманітних чинників. Дослідження та аналіз кінетичних ХЛ характеристик крові (світлосуми світіння, його максимальної та прикінцевої інтенсивності), отриманих як

при опроміненні експериментальних тварин різними дозами та за різних режимів гамма-квантами <sup>60</sup>Со та швидкими нейтронами ( $E_{\text{cp}}$  6 МеВ), так і при опроміненні онкохворих із пухлинами опорно-рухового апарату, молочних залоз, легень, яєчників, які отримували променеву терапію, свідчать про те, що даний метод об'єктивно відображає стан рівноваги між рівнем вільнорадикальних процесів (визначальним ланцюгом променевої патології) і функціональною активністю ендogenous антиоксидантних систем і є надійним критерієм оцінки стану пацієнтів.

Нами встановлено, що оптимальними й необхідними умовами проведення ХЛ-аналізу є: калібрування приладу за стандартним еталонним джерелом; графічна реєстрація сигналу з наступним визначенням показників, що передбачені програмою приладу - світлосуми світіння (значення показників світіння за час проведення аналізу), максимальної та прикінцевої інтенсивності світіння; використання цільної крові (10 мкл в 1 мл 0,9 % NaCl або в 1 мл дистильованої води), що дозволяє уникати втрат її формених елементів і викривлення результатів унаслідок неспецифічного впливу на них середовищ виділення; реєстрація сигналу за 5 хв; оптимальна концентрація ініціатора ХЛ в інкубаційному середовищі для гемолізату крові 3 % перекису водню, а для ХЛ пероксидазного окислення крові  $1 \cdot 10^{-3}$  М перекису водню; стабілізація температури (25° або 37 °С).

Відпрацьована нами схема ХЛ-аналізу дозволяє отримувати достовірні й відтворювані результати і може бути застосована для оцінки в динаміці функціонального стану організму за впливу на нього різноманітних ксенобіотиків, у тому числі й іонізуючого випромінювання.

## ОПРЕДЕЛЕНИЕ СОДЕРЖАНИЯ УРАНА И ТРАНСУРАНОВЫХ ЭЛЕМЕНТОВ В ТОПЛИВНЫХ ЧАСТИЦАХ ЧЕРНОБЫЛЬСКИХ ВЫПАДЕНИЙ МЕТОДАМИ ПРЕЦИЗИОННОЙ АЛЬФА- И ГАММА-СПЕКТРОСКОПИИ

А. П. Лашко

*Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев*

Особое внимание экологов привлекают трансураниевые и трансплутониевые элементы. Оно обусловлено, во-первых, их длительным влиянием на окружающую среду вследствие больших периодов полураспада и, во-вторых, активной миграцией в биологических цепях.

Для определения содержания актиноидов в горячих частицах традиционно используют радиохимический метод разделения радионуклидов. Выделение плутония, америция и кюрия осуществляют соосаждением их фторидов с фторидом стабильного лантана с последующим хроматографическим разделением на ионообменной колонке [1].

Этот метод и на сегодняшний день остается наиболее чувствительным, но высокая трудоемкость и стоимость работ лимитирует масштабы радиохимических исследований. Применение  $\gamma$ -спектрометрической методики, которая основывается на регистрации  $\gamma$ - и рентгеновских квантов [2], к сожалению, ограничено  $^{241}\text{Am}$  – единственным долгоживущим актиноидом, который имеет удобную для измерений и достаточно интенсивную  $\gamma$ -линию.

Прогресс в технологии изготовления кремниевых  $\alpha$ -детекторов с высокой разрешающей способностью позволил успешно применять методы полупроводниковой  $\alpha$ -спектрометрии для определения состава смеси трансураниевых элементов. Так, в работе [3] было показано, что при использовании кремниевых детекторов с высоким разрешением по энергии точность анализа приближается к точности масс-спектрометрии. Это достигается путем привлечения методов математической обработки спектра, основанных на моделировании формы спектральной линии.

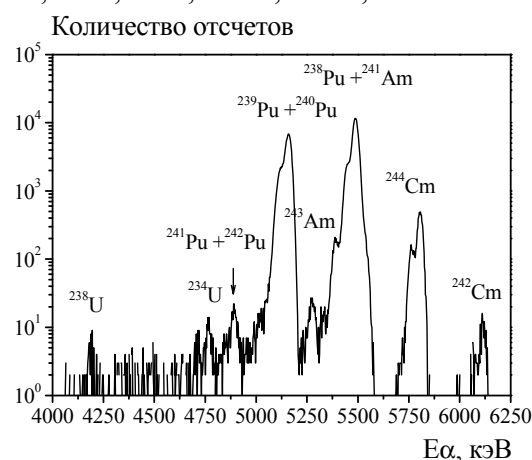
Авторы работы [4] предложили метод экспрессной оценки радионуклидного состава смесей, основанный на соотношениях между интегральными интенсивностями отдельных участков энергетических распределений.

Нами разработан метод, позволяющий без радиохимического разделения нуклидов определять содержание урана и трансураниевых элементов в топливных частицах. Условно его можно разбить на несколько этапов.

На первом этапе готовят источник излучения, пригодный для прецизионной  $\alpha$ -спектрометрии.

На втором этапе выполняют прецизионные измерения  $\alpha$ - и  $\gamma$ -спектров источника излучения.

В качестве примера на рисунке показан  $\alpha$ -спектр топливной частицы, отобранной в 1986 г. в г. Припять. Измерение  $\alpha$ -спектра выполнено на восьмиканальном  $\alpha$ -спектрометре ОСТЕТЕ РС фирмы ORTEC с полупроводниковыми кремниевыми детекторами серии ULTRA. Хорошо видны  $\alpha$ -линии  $^{238}\text{U}$ ,  $^{234}\text{U}$ ,  $^{242}\text{Pu}$ ,  $^{241}\text{Pu}$ ,  $^{240}\text{Pu}$ ,  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{238}\text{Pu}$ ,  $^{243}\text{Am}$ ,  $^{241}\text{Am}$ ,  $^{244}\text{Cm}$  и  $^{242}\text{Cm}$ .



Альфа-спектр топливной частицы,  
отобранной в 1986 г. в г. Припять.

На третьем этапе проводят комплексный анализ экспериментальных данных с целью получить наиболее полную информацию о содержании отдельных радионуклидов в топливной частице.

Полученные результаты свидетельствуют, что данным методом можно определять содержание  $^{238}\text{U}$ ,  $^{234}\text{U}$ ,  $^{242}\text{Pu}$ ,  $^{241}\text{Pu}$ ,  $^{240}\text{Pu}$  +  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{238}\text{Pu}$ ,  $^{243}\text{Am}$ ,  $^{241}\text{Am}$ ,  $^{244}\text{Cm}$  и  $^{242}\text{Cm}$  с удельной активностью по каждому из радионуклидов больше чем 0,001 Бк/част.

Эта работа опубликована в журнале Приборы и техника эксперимента **3**, 115 (2008).

1. В. А. Агеев *и др.*, Атомная энергия **84**, вып. 4, 340 (1998).
2. M. G. Strauss, I. S. Sherman, and R. H. Pehl. Nucl. Instrum. Methods **193**, 203 (1982).
3. Е. М. Вербицкая *и др.*, Письма в ЖЭТФ **19**, вып. 12, 42 (1993).
4. Е. М. Вербицкая *и др.*, ПТЭ **3**, 50 (1996).

## ОЦЕНКА ВКЛАДА НИЗКОАКТИВНЫХ АЛЬФА-ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ ОБЛУЧЕННОГО ТОПЛИВА В ФОРМИРОВАНИЕ ДОЗОВЫХ НАГРУЗОК И НЕЙТРОННЫХ ПОЛЕЙ

Т. Н. Лашко, А. П. Лашко

*Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев*

Чернобыльская катастрофа изменили отношение к ядерной энергии во всем мире. Были существенно пересмотрены международные нормы радиационной защиты, национальные стратегии развития ядерной энергетики, мероприятия по усилению ядерной безопасности, ужесточены правила обращения с радиоактивными отходами.

Исследования последних лет, проводимые в рамках ликвидации последствий аварии на ЧАЭС, позволили по-новому взглянуть на некоторые проблемы. На сегодняшний день становится ясно, что наряду с решением традиционных задач мониторинга основных долгоживущих радиологически значимых нуклидов вызывают интерес и другие трансурановые элементы с низкой удельной активностью, роль которых в некоторых аспектах может быть весьма существенной.

Нами разработана методика определения содержания актиноидов с низкой концентрацией в топливе 4-го энергоблока ЧАЭС и в загрязнении окружающей среды. Она основана на анализе измерений радионуклидного состава выпадений и на расчетах содержания радионуклидов в топливе предаварийного реактора. Эта методика дала хорошие результаты при определении содержания  $^{242m}\text{Am}$ ,  $^{239}\text{Np}$ ,  $^{243}\text{Am}$ ,  $^{243}\text{Cm}$  и  $^{242}\text{Pu}$  в загрязнении 30-километровой зоны ЧАЭС и в топливе аварийного энергоблока.

Было установлено, что вклад в загрязнение низкоактивных актиноидов не превышает 1 % вклада  $^{239}\text{Pu}$ . Казалось бы, что ими можно пренебречь. Однако совсем не так обстоят дела при оценке вклада этих радионуклидов в формирование дозовых нагрузок, где их роль становится значимой.

Известно, что при одинаковой величине плотности загрязнения накопленные за 50 лет суммарные эффективные дозы облучения, инициированные различными радионуклидами, могут отличаться в 100 и более раз. Несмотря на то, что вклад в загрязнение  $^{237}\text{Np}$  и  $^{243}\text{Am}$  не превышает 1 % вклада  $^{239}\text{Pu}$ , инициированные этими радионуклидами дозовые нагрузки превышают эффективную дозу облучения, обусловленную  $^{239}\text{Pu}$ .

К сожалению, отсутствуют данные о формировании дозовых нагрузок от  $^{239}\text{Np}$ . Если проводить аналогию с  $^{237}\text{Np}$ , суммарная доза облучения от которого согласно расчетам превышает эффективную дозу от  $^{239}\text{Pu}$  в 20000 раз, можно

ожидать существенного вклада и от  $^{239}\text{Np}$ .

Выполнены расчеты удельной мощности основных источников нейтронов спонтанного деления 4-го энергоблока ЧАЭС для разных временных промежутков с момента аварии. Выходы нейтронов спонтанного деления для  $^{242}\text{Cm}$ ,  $^{242m}\text{Am}$ , и  $^{242}\text{Pu}$  рассчитаны, исходя из полученных нами значений их удельных активностей в топливе реактора.

Было показано, что поток нейтронов спонтанного деления на момент аварии формируется в основном  $^{242}\text{Cm}$ . Вклад нейтронов спонтанного деления от  $^{242}\text{Pu}$  на это время составляет 0,3 %. Но с распадом  $^{242}\text{Cm}$  вклад от  $^{242m}\text{Am}$  и  $^{242}\text{Pu}$  стремительно возрастает и в 2086 г. превысит 10 % от общего потока нейтронов, который будет формироваться в основном  $^{240}\text{Pu}$ . Следует отметить, что при этом выход нейтронов спонтанного деления от  $^{242m}\text{Am}$  сопоставим по величине с выходом от  $^{238}\text{U}$ .

Проведены также расчеты удельной мощности основных источников нейтронов спонтанного деления отработанного топлива РБМК-1000 с выгоранием 29,3 МВт · сут/кг урана для разной временной выдержки.

В отличие от топлива 4-го энергоблока ЧАЭС вклад нейтронов спонтанного деления от  $^{240}\text{Pu}$  и  $^{242}\text{Pu}$  в отработанном топливе РБМК-1000 становится определяющим только через 200 лет выдержки. Доля  $^{242}\text{Pu}$  составит около трети от общего потока нейтронов, который будет формироваться в основном  $^{240}\text{Pu}$ . Это обусловлено разными величинами выгорания топлива аварийного блока и отработанного топлива РБМК-1000 (10,9 и 29,3 МВт · сут/кг урана соответственно).

Проведенные исследования убедительно доказывают, что влияние трансурановых элементов с низкой удельной активностью на окружающую среду весьма и весьма существенно. Актуальными, с нашей точки зрения, являются дальнейшие исследования по  $^{239}\text{Np}$  и другим долгоживущим изотопам кюрия.

Эта работа опубликована в журнале Ядерная и радиационная безопасность **11**, вып. 2, 32 (2008).

## DEVELOPMENT OF DECOMMISSIONING STRATEGY FOR THE MR REACTOR

**B. K. Bylkin<sup>1</sup>, D. Craig<sup>2</sup>, L. Fecitt<sup>2</sup>, Yu. E. Gorlinsky<sup>1</sup>, N. F. Harman<sup>3</sup>,  
R. Jackson<sup>3</sup>, V. I. Kolyadin<sup>1</sup>, Yu. N. Lobach<sup>4</sup>, V. I. Pavlenko<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>*RRC Kurchatov Institute, Moscow, Russian Federation*

<sup>2</sup>*NUKEM Limited, Dounreay, United Kingdom*

<sup>3</sup>*Serco Technical and Assurance Services, Warrington, United Kingdom*

<sup>4</sup>*Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv*

The MR reactor was operated from 1963 until its permanent shutdown in 1993. Reactor performed as a pressure tube, pool-type, materials testing reactor; it is currently in final shutdown mode following its initial shutdown in 1993 and subsequent transformation to a nuclear safe state in 1996. The problem of decommissioning of shutdown research reactors has become urgent in Moscow as far as in July 1998 the Moscow Government, at the initiative of RRC KI, adopted a resolution "On accelerating the decommissioning of radiation-hazardous objects in the Russian Research Centre Kurchatov Institute".

The UK Department of Business Enterprise & Regulatory Reform (formerly the Department of Trade and Industry) has funded the nuclear safety programme to address nuclear safety issues in the former Soviet Union. Project NSP/05 R73R74R82U34 "Decommissioning planning for MR and GAMMA research reactors and equipment design for decommissioning MR research reactor at the Kurchatov Institute, Moscow" to develop a preliminary plan for the MR reactor decommissioning has the following main elements:

Development of the decommissioning concept and overall program.

Review of the current state of the reactor, survey of the existing facilities, and determination of the levels of direct radiation dose and radioactive contamination.

Preparation of preliminary decommissioning design/preparation for dismantling.

Development of methodology and design for fuel re-

moval activities and equipment.

Development of design for reactor dismantling and decontamination of process equipment.

Development of radiation protection documentation including facilities for protection of decommissioning personnel and environmental protection measures.

Preparation of Safety Assessment Reports for Nuclear Regulator Approval.

The overall decommissioning strategy for the Kurchatov Institute site has identified the MR reactor as a pilot plant for the decommissioning of the other shut-down reactors on the site. The project objective is to decommission the MR reactor, loop rooms and redundant services to permit the refit and re-use of the building for a different nuclear related purpose. On the base of the site specific conditions and overall decommissioning goals it was founded that the most favourable is the phased decommissioning without periods of deferral.

The main feature of this strategy, which will affect the MR reactor decommissioning, is that the MR reactor hall is planned to be used as temporary fuel storage for the other research reactors on the site as they are decommissioned. The current reactor status, expected final conditions and sequence of decommissioning works are presented.

**PRINCIPAL PROVISIONS OF THE DECOMMISSIONING  
PROGRAM FOR THE WWR-M REACTOR**

**Yu. N. Lobach, T. G. Ludanova, M. V. Lysenko, V. N. Makarovsky, V. N. Shevel**

*Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv*

The WWR-M reactor of the Institute for nuclear research is one of the first research reactors built and commissioned in the former USSR. The reactor was commissioned in 1960. At present, the reactor is the unique nuclear installation in Ukraine due to its technical parameters and skilled staff. Present reactor technical condition allows its safe operation no less than 8 - 10 years in the case of an upgrade for some systems and elements. Extension of the reactor operation till 2015 is considered now as the strategic goal. Upgrade is in progress now.

Reactor was designed and constructed in the late fifties and decommissioning was not considered at the design stage. At the same time in accordance with the acting Ukrainian legislation and the IAEA recommendations the decommissioning planning must be performed at the operation stage of nuclear installation as early as possible.

Initial decommissioning planning for WWR-M has been performed within the framework of the Decommissioning Concept issued in 2001. Currently the Decommissioning Program (DP) has been elaborated and submitted to the Regulatory Body for approval. DP developed in accordance with the requirements of acting operational license for the WWR-M reactor. Taking into account the reactor's peculiarities, the DP is directed on the solution of following tasks:

- comprehensive and timely planning for all kinds of decommissioning activity;
- use of the modern methods for the management of all kinds of decommissioning activity;
- use of the permanently acting system for the col-

lection, treatment and storage of information having a significant influence on the decommissioning process;

- use of the modern decommissioning technologies and technical tools;

- provision of the safety norms, rules and standards for the personnel protection;

- provision of the gradual decreasing on the personnel, population and environment from the WWR-M reactor by means of phased implementation of works;

- minimization of the radwaste generation, its treatment and final disposal;

- consecutive release of the reactor's site from the ionizing irradiation sources, which are a subject of regulatory control, to the free release levels;

- provision of the social protection for the reactor's personnel;

- public relations on the decommissioning problems with the aim of safety confirmation of measures, which are planned or carried out.

The strategy of *immediate dismantling* has been selected, which foresees the removal of all spent fuel and radwaste outside the town and release of the reactor site for unrestricted use. In accordance with the preliminary estimations the total duration of decommissioning will not exceed 6 years. DP determines and substantiates the main technical and organizational measures for the preparation and implementation of decommissioning of the WWR-M reactor, the sequence of works and measures, necessary conditions for their execution and provision.

**ПРОБЛЕМА РАДІОАКТИВНОГО ОПРОМІНЕННЯ ВІД БУДМАТЕРІАЛІВ  
ПОТРЕБУЄ ЗАГАЛЬНОДЕРЖАВНОГО ВИРІШЕННЯ****І. М. Лютий***Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

З незрозумілих причин ще й сьогодні лишаються невідомими масштаби й наслідки хронічного опромінення малими дозами радіації значної частини населення в будинках з підвищеною радіоактивністю будівельних матеріалів (ПРБМ). Дослідження, виконані автором за попередні роки, підтвердили додаткову онкозахворюваність у таких будинках порівняно з найближчими “чистими” будинками.

Вільно чи мимовільно, але внаслідок масового спорудження будинків з ПРБМ саме в Україні і саме напередодні Чорнобильської катастрофи створилась унікальна можливість широкомасштабного експериментального дослідження хронічного впливу малих доз безпосередньо на людей, і саме в наших реальних умовах. Попередній аналіз особливостей таких досліджень показав, що основні експериментальні дані – діагнози первинних онкозахворювань – фактично вже зібрані за десятки років у загальних реєстрах онкозахворювань по всій території України, а для їх нескладного опрацювання бракує лише адрес відповідних будинків, виявляти які легко може кожний бажачий звичайним портативним гамма-дозиметром. Посилання деяких фахівців на складність урахування впливу на результат досліджень нерадіаційних факторів, які корелюють з радіаційним, не мають підстав, оскільки, враховуючи великий обсяг статистичних даних та інші сприятливі особливості цих досліджень, така кореляція малоймовірна, а в сумнівних випадках можуть бути застосовані прості лінійні рівняння [1], виконання яких взагалі не залежить від будь-якої кореляції цих факторів.

З метою привернути до проблеми увагу загальнодержавних органів, відповідальних за радіаційну безпеку населення, відповідна стаття під заголовком “Опромінення у власних квартирах триває” опублікована в газеті “Урядовий кур’єр”

від 20 жовтня 2007 р. разом з позитивною рецензією НКРЗУ.

На Парламентських слуханнях у Верховній Раді з приводу 22-ї річниці Чорнобильської катастрофи стаття і рецензія були розповсюджені серед учасників слухань (квітень 2008 р.).

У статті наголошується на тому, що принаймні після Чорнобильської катастрофи будинки з ПРБМ мали бути негайно виявлені, а дані онко-реєстрів – негайно опрацьовані. Це дало б змогу достовірніше прогнозувати наслідки хронічного опромінення малими дозами не лише в таких будинках, але й масового хронічного опромінення в наших реальних умовах чорнобильськими малими дозами, наслідки якого ще недостатньо прогнозовані й потребують уточнення. У масштабах держави найоперативніше і практично без додаткових витрат виявити більшість будинків з ПРБМ могли б органи санепідемнагляду, застосовуючи найпростішу методику обстеження, а також максимально використовуючи досвід і сприятливі можливості місцевих СЕС та частково вже наявну в них інформацію.

У рецензії НКРЗУ наголошується на “необхідності загальнодержавного розв’язання проблеми визначення рівня радіаційного забруднення в житлових будинках, що сталося через неконтрольоване використання в попередні роки будівельних матеріалів із підвищеним вмістом радіонуклідів”. “Пошук і виявлення” таких будинків “передбачені п.1 ст.12 Закону України “Про захист людини від впливу іонізуючих випромінювань”. В інтересах захисту людей ці дослідження так чи інакше мають охопити щонайменше всю територію України”.

1. І. М. Лютий, Проблеми безпеки АЕС і Чорнобиля Вип. 3, ч. 2, 158 (2005).



## ДОВКІЛЛЯ І ЗАХИСТ ЗДОРОВ'Я ЛЮДИНИ

В. І. Паламарчук

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

Унаслідок радіаційної ситуації, що створилась після Чорнобильської аварії, виникли задачі, вирішення яких неможливе без проведення детального дослідження питань радіоекологічної безпеки. Щодо дії радіаційного фактора на здоров'я людини й довкілля, особливо після аварії, виникла гостра потреба постійного детального вивчення радіаційно-гігієнічного та екологічного стану й моніторингу здоров'я населення, яке проживає на територіях, прилеглих до радіаційно-небезпечних об'єктів. За цих умов проблема протирадіаційного захисту людини була й залишається пріоритетною серед багатьох проблем мінімізації наслідків аварії на ЧАЕС. До числа заходів протирадіаційного захисту здоров'я людини належать заходи запобігання проникнення радіонуклідів в організм шляхом вживання чистих продуктів, зниження їх накопичення шляхом призначення спеціальних дієт, уведення в раціон різноманітних радіозахисних продуктів харчування та композицій, біологічно-активних дієт, що суттєво підвищують радіорезистентність організму, посилюють процес кровотворення та імунітет, знижують внутрішнє опромінення організму людини.

Представлена робота є фрагментом комплексних досліджень по вивченню властивостей нових речовин і препаратів в експериментальних умовах на тваринах та в клінічних спостереженнях.

У результаті проведених досліджень були отримані нові високоефективні харчові продукти з протирадіаційними властивостями лікувально-профілактичної дії. За своєю природою це білково-вітамінні харчові продукти, що містять білки,

вуглеводи, рослинні екстракти, ряд незамінні амінокислот, пектини, природні мінеральні елементи, збагачені комплексом вітамінів та іншими біологічно-активними речовинами, що суттєво стимулюють підвищення ступеня радіорезистентності, активно впливають на поліпотентні стовбурні кровотворні клітини кісткового мозку, що лежать в основі процесу кровоутворення та імунологічного захисту організму, підтримують гомеостаз обміну речовин та енергії [1, 2].

У профілактиці негативного впливу іонізуючого випромінювання важливе значення має лікувально-профілактичне харчування, впровадження заходів та засобів зниження всмоктування радіонуклідів у шлунково-кишковому тракті та прискорення їх виведення з організму людини.

Тому для населення, яке знаходиться в зоні підвищеної радіоактивності, на забруднених територіях, працівників діючих блоків АЕС, для тих, хто безпосередньо пов'язаний з ліквідацією наслідків аварії на ЧАЕС має бути адекватне збалансоване лікувально-профілактичне харчування.

1. С. І. Азаров, В. І. Паламарчук, С. С. Гуляєв-Зайцев та Н. Г. Макосій, *Нові білково-вітамінні препарати лікувально-профілактичної дії для населення, що потерпіло внаслідок аварії на ЧАЕС*. Авторська заявка, пріоритетний номер Державного Комітету України № 96030859 від 05.03.1996 р.
2. В. І. Паламарчук, С. І. Азаров, С. С. Гуляєв-Зайцев та Н. Г. Макосій, в *V Междунар. науч.-техн. конф. по итогам 10-летней работы по ликвидации последствий аварии на ЧАЭС «Чернобыль-1996»* (Зеленый Мыс, Украина, 11 - 15 марта 1996 г.).

## МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ДИФФУЗИИ И ТЕПЛОПЕРЕДАЧИ ЧЕРЕЗ МНОГОСЛОЙНУЮ ПРЕГРАДУ

А. М. Соколов

*Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев*

При описании подчиняющихся аналогичным закономерностям процессов проникновения вещества через барьеры и теплопередачи через многослойную стену приходят к задаче решения уравнения теплопроводности (диффузии) с переменными коэффициентами в форме

$$u(t, x): \quad C \frac{\partial u}{\partial t} = \lambda \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + f, \quad (1)$$

где  $C(x) = c(x) \cdot \rho(x)$ ,  $c(x)$  – удельная теплоемкость;  $\rho(x)$  – плотность среды;  $\lambda(x)$  – коэффициент теплопроводности;  $f(x)$  – плотность источников тепла. (В случае диффузии в (1) вместо  $\lambda(x)$  входит коэффициент диффузии  $D(x)$ , коэффициент пористости  $C(x)$  обычно полагают равным единице. Далее, для краткости, будем использовать терминологию для теплопередачи).

Задача дополняется начальными и краевыми условиями.

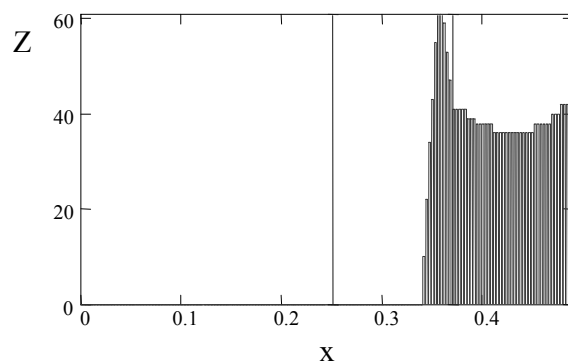
Внутри отдельного слоя величины  $c(x)$ ,  $\rho(x)$  и  $\lambda(x)$  можно считать постоянными, но на границе слоев они обычно терпят разрыв. Решение  $u(t, x)$  на границе слоев должно удовлетворять условиям «сшивки» (непрерывность температуры и непрерывность потока тепла):

Аналитическое решение поставленной задачи (1) именно из-за необходимости удовлетворить условию «сшивки» на границах слоев оказывается громоздким. В настоящей работе при моделировании рассматриваемых процессов задача (1) решается численно методом прогонки с применением консервативных схем, построенных на основе уравнений баланса [1].

Модель реализована в виде программы FREEZE. С ее помощью можно решать достаточно разнообразные задачи, такие, как распространение радиоактивного вещества через ограждающие барьеры и определение тепловых характеристик строительных конструкций.

В качестве примера прикладного применения программы, созданной изначально для расчета контейнеров для хранения радиоактивных отходов, можно привести анализ с ее помощью числа переходов температуры через ноль в глубине

многослойной стены в холодное время года [2]. Температура внешнего воздуха моделируется на основе метеоданных [3]. Распределение температуры по глубине для произвольного фиксированного момента времени  $t$  не обязательно будет монотонным (как стационарное распределение). Поэтому удобнее анализировать распределение температуры  $u(x, t)$  при фиксированной глубине  $x$ . В нашем случае надо определить число решений уравнения  $u(x, t) = 0$  как функцию параметра  $x$  (обозначим ее  $Z(x)$ ). При этом направление перехода через ноль (от положительных температур к отрицательным или наоборот) не учитывается. Изображение  $Z(x)$  в виде диаграммы наглядно показывает, на каких глубинах наблюдаются переходы температуры через ноль и как часто (рисунок).



Число переходов температуры через 0  
в разных слоях стены для средних условий декабря.

Можно сделать вывод, что обычно наибольшее число таких переходов наблюдается не во внешнем слое, а в глубине стены в слое теплоизоляции.

1. А. Н. Тихонов и А. А. Самарский, *Уравнения математической физики* (Наука, М., 1972).
2. А. М. Соколов и Г. Г. Фаренюк, у *Будівельні конструкції. Енергозберігаючі будівельні конструкції та виробу*, вип. 68, 102 (2008).
3. СНиП 2.01.01-82. *Строительная климатология и геофизика* (Стройиздат, М., 1983).

## РАДИОНУКЛИДНОЕ ЗАГРЯЗНЕНИЕ ПРЕСНОВОДНЫХ ЭКОСИСТЕМ УКРАИНЫ (1978 - 2007 гг.)

О. Л. Зарубин<sup>1</sup>, В. А. Костюк<sup>1</sup>, Е. Н. Волкова<sup>2</sup>, В. В. Беляев<sup>2</sup>, А. А. Залисский<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев

<sup>2</sup>Институт гидробиологии НАН Украины, Киев

<sup>3</sup>Государственное специализированное научно-производственное предприятие «Экоцентр», Чернобыль

С 1986 г. по настоящее время (2008 г.) проводятся радиоэкологические исследования различных объектов пресноводных экосистем Украины. Изучается поведение радионуклидов в пищевых цепях, гипотетически и непосредственно ведущих к человеку в этих экосистемах.

Оценка проведенных исследований дала возможность сделать выводы относительно радиоэкологического состояния экосистем и определить наиболее загрязненные радионуклидами объекты.

До аварии на ЧАЭС радионуклидное загрязнение водных экосистем преимущественно формировалось природными радионуклидами и продуктами глобальных выпадений радиоактивных аэрозолей в результате проведения испытаний ядерного оружия.

В первые месяцы после аварии на ЧАЭС загрязнение водных экосистем, в основном, было обусловлено короткоживущими радионуклидами - <sup>132</sup>Te, <sup>239</sup>Np, <sup>140</sup>Ba и <sup>131</sup>I.

С 1987 г. в водных экосистемах основным дообразующим радионуклидом для рыб ближней зоны ЧАЭС является <sup>137</sup>Cs, для дальней - <sup>137</sup>Cs и <sup>90</sup>Sr.

В 30-километровой зоне ЧАЭС по настоящее время содержание <sup>137</sup>Cs и <sup>90</sup>Sr в рыбах значительно превышает действующие в Украине нормы (150 и 35 Бк/кг соответственно) в водоеме-

охладителя, оз. Глубоком, Азбучин, Дальнем и др., Припятском затоне, Старошепеличском старице и практически во всех других слабопроточных и замкнутых водоемах.

Содержание радионуклидов в воде и рыбах водохранилищ Днепровского каскада в 2007 г. в несколько раз ниже действующих норм.

Обнаружено, что каждый водоем характеризуется своими особенностями распределения и миграции радионуклидов в компонентах экосистемы. Одними из важнейших факторов, воздействующих на содержание радионуклидов в водоеме, являются гидрологические параметры конкретной водной экосистемы.

В последние 3 - 4 года (2005 - 2008 гг.) не происходит существенного снижения содержания <sup>137</sup>Cs в мышцах рыб, что особенно характерно для непроточных и слабопроточных водоемов.

В водоемах 30-километровой зоны ЧАЭС рыбы, как и другие гидробионты, получили значительные (хотя и не превышающие летальные) дозы облучения, которые за первые 10 лет после аварии достигали 10 и более Гр., причем до 90 % полученных доз пришлось на 1986 - 1987 гг. Такие высокие дозы облучения рыб вызывали у них различные морфологические и генетические изменения, которые, однако, не всегда подтверждались статистически.

### СОДЕРЖАНИЕ <sup>106</sup>Ru В РЫБАХ КАНЕВСКОГО ВОДОХРАНИЛИЩА И ВОДОЕМА-ОХЛАДИТЕЛЯ ЧЕРНОБЫЛЬСКОЙ АЭС ПОСЛЕ АВАРИИ 1986 г.

О. Л. Зарубин

Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев

В результате аварии на ЧАЭС в окружающую среду поступило  $5,92 \cdot 10^{16}$  ГБк <sup>106</sup>Ru.

В 1986 - 1990 гг. изучали содержание <sup>106</sup>Ru в различных органах и тканях рыб Каневского водохранилища и водоема-охладителя ЧАЭС. В основном <sup>106</sup>Ru регистрировался во внутренних органах рыб-бентофагов, рыб-фитофагов, рыб-планктофагов и рыб со смешанным типом питания. По-видимому, это объясняется присутствием <sup>106</sup>Ru в виде «горячих» частиц в пищевом комке.

Максимум содержания <sup>106</sup>Ru (2,8 МБк/кг сырой массы) был зарегистрирован во внутренних органах белого толстолоба водоема-охладителя ЧАЭС. В хищных видах рыб содержание <sup>106</sup>Ru было значительно ниже.

В связи с тем, что <sup>106</sup>Ru находился в трудно-растворимой форме, не наблюдалось его интенсивное накопление рыбами. Присутствие <sup>106</sup>Ru в плавниках, вероятно, обусловлено поверхностной фиксацией частиц, содержащих <sup>106</sup>Ru, однако этот вывод неоднозначен и требует дальнейшего анализа.

**ВМІСТ  $^{65}\text{Zn}$  В РИБАХ ВОДОЙМИ-ОХОЛОДЖУВАЧА ЧАЕС****О. Л. Зарубін***Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

У 1978 - 1981 і 1986 - 1990 рр. вивчали вміст  $^{65}\text{Zn}$  у різних компонентах водойми-охолоджувача ЧАЕС. На початку досліджень, у 1978 р., цей радіонуклід у водойми-охолоджувачі нами не виявлявся. У 1979 - 1981 рр., у період виведення ЧАЕС на експлуатаційну потужність,  $^{65}\text{Zn}$  регулярно зустрічався в рибах, причому він відносно рівномірно розподілявся по їх органах і тканинах. Його вміст в рибах не перевищував 50 Бк/кг сирової маси.

В 1986 - 1990 рр., після аварії на ЧАЕС, цей радіонуклід у переважній більшості проб компонентів водойми-охолоджувача також постійно зустрічався в рибах, в яких його вміст сягав 6000 Бк/кг сирової маси. У ці роки високий вміст

$^{65}\text{Zn}$  частіше реєструвався в плавцях, лусці, зябрах, голові, шкірі та інших органах і тканинах, що безпосередньо контактують з водою, а також в ікрі. Ці органи, особливо плавці та луска, є надійними індикаторами присутності  $^{65}\text{Zn}$  у досліджуваній водній екосистемі.

На відміну від доаварійної ситуації (відносно рівномірний розподіл цього радіонукліда по організму риби) вміст  $^{65}\text{Zn}$  в м'язах і кістках після аварії був значно нижчим, ніж в інших органах та тканинах. Імовірно, це обумовлено різною доступністю  $^{65}\text{Zn}$  для гідробіонтів до і після аварії, оскільки цей радіонуклід у різний час досліджуваний міг знаходитися в різних сполуках, відповідно різною мірою засвоєваних водною біотою.

**ВМІСТ  $^{54}\text{Mn}$  В ЕКОСИСТЕМІ ВОДОЙМИ-ОХОЛОДЖУВАЧІ ЧАЕС****О. Л. Зарубін***Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

До аварії на ЧАЕС  $^{54}\text{Mn}$ , можливо, надходив у водойму-охолоджувач з нормованими скидами ЧАЕС, а також у результаті інцидентів і незначних аварій.

До 1980 р., у період нормальної роботи ЧАЕС,  $^{54}\text{Mn}$  нами не був виявлений; імовірно, він практично не поступав у навколишнє середовище.

Під час пуско-налагоджувальних робіт, пов'язаних з введенням 2-ї черги ЧАЕС на проектну потужність,  $^{54}\text{Mn}$  в незначних кількостях реєструвався в компонентах водойми-охолоджувача в 1980 - 1981 рр., а потім у 1985 р.

Унаслідок аварії 1986 р. вміст  $^{54}\text{Mn}$  в компонентах водойми-охолоджувача ЧАЕС значно підвищився.  $^{54}\text{Mn}$  надійшов у наземні та водні екосистеми, проте його вміст у вивчених компонентах водних екосистем був значно нижчий порівняно з іншими радіонуклідами.

У водних екосистемах максимум вмісту  $^{54}\text{Mn}$  виявлений у рослинності.

Після аварії на ЧАЕС у рибах вміст  $^{54}\text{Mn}$  варіював у межах 10 - 600 Бк/кг, що значно, на декілька порядків величин, був нижчим за вміст інших радіонуклідів.

**ПРО СЕЗОННУ ДИНАМІКУ ВМІСТУ  $^{137}\text{Cs}$   
В РИБАХ КАНІВСЬКОГО ВОДОСХОВИЩА В 2006 - 2007 рр.**

**О. Л. Зарубін, І. А. Малюк, В. А. Костюк, О. Ю. Гуркова, С. В. Телецька,  
Л. А. Головач, А. І. Головач**

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

Уперше вивчалася сезонна динаміка вмісту  $^{137}\text{Cs}$  в рибах Канівського водосховища Дніпро. Досліджено вміст  $^{137}\text{Cs}$  в рибах, найбільш поширених як на акваторії Канівського водосховища, так і на акваторії більшості крупних водойм України. Видовий склад був представлений рибами, що суттєво розрізняються типом живлення: бентофаги – плоскирка, йорж, йорж-носар, карась срібний, лящ, лин, плітка; фітофаги – краснопірка; факультативні іхтіофаги – головень, окунь, чехоня; облігатні іхтіофаги – жерех, судак, щука.

Базова точка відбору проб ІЯД НАН України розташована в середній частині Канівського водосховища між м. Ржищів і с. Стайки в районі буя № 52. Відбір проб проводився ставними сітками з розміром вічка від 20 до 50 мм. Усього було відібрано більше 1200 особин риб, які потрапили в склад біля 300 проаналізованих проб. Підготовка проб до вимірювань полягала у відділенні м'язів з їх подальшою гомогенізацією. Вимірювання проб проводилися стандартними гамма-спектрометричними методами. Час вимірювань становив від 3600 до 28800 с. Помилка вимірювань, як правило, не перевищувала 10 % і зазвичай була від 3 до 6 %. Питома радіоактивність приведена на сиру, природну масу. Проводилася статистична обробка результатів вимірювань.

У 2006 - 2007 рр. у м'язах досліджених видів риб вміст  $^{137}\text{Cs}$  варіював у межах 3 - 35 Бк/кг, що було значно нижче допустимих рівнів (ДР-2006), які діють на цей час в Україні. Дані норми визначають допустимий вміст  $^{137}\text{Cs}$  в рибі 150 Бк/кг.

У всіх видів риб не було виявлено достовірних змін у вмісті  $^{137}\text{Cs}$  залежно від пори року (залежно від сезону). Проте, в багатьох риб-бентофагів відмічено тенденції до підвищення вмісту цього радіонукліда навесні та вщени. У риб-іхтіофагів, порівняно з «мирними» видами риб, спостерігалася тенденція до класичної затримки (1 - 3 міс) досягнення максимуму вмісту  $^{137}\text{Cs}$  у м'язах, але ці дані теж недостовірні.

Вірогідно, весняний підйом вмісту  $^{137}\text{Cs}$  в рибах Канівського водосховища може бути обумовлений збільшенням надходження цього радіонукліда у воду в результаті весняних повеней і паводків, у результаті яких відбувається змив  $^{137}\text{Cs}$  з північної, забрудненої радіонуклідами, території басейну. Крім того, як на весняний, так і на осінній підйоми вмісту  $^{137}\text{Cs}$  в рибах може впливати збільшення інтенсивності харчування більшості видів риб у ці періоди, а можливо, і деякі інші чинники.

Питання про наявність сезонної динаміки вмісту  $^{137}\text{Cs}$  в рибах однозначно не вирішене, тому впродовж 2008 - 2009 рр. планується продовження досліджень.

## ДОЗЫ ВНУТРЕННЕГО ОБЛУЧЕНИЯ <sup>137</sup>Cs ПРИ УПОТРЕБЛЕНИИ В ПИЩУ ГРИБОВ (КИЕВСКАЯ ОБЛАСТЬ)

Н. Е. Зарубина

*Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев*

До настоящего времени (2008 г.) плодовые тела грибов являются одними из самых загрязненных <sup>137</sup>Cs после аварии на ЧАЭС продуктов леса. Однако на территории Киевской области (за пределами 30-километровой зоны ЧАЭС) сбор грибов населением не запрещен.

Исследования содержания <sup>137</sup>Cs в съедобных грибах разных видов, проводящиеся с 1986 г., показали ежегодное незначительное снижение содержания в них этого радионуклида, начиная с середины 90-х годов прошлого столетия. Однако и в 2008 г. на территории Киевской области удельная активность <sup>137</sup>Cs в плодовых телах большинства видов грибов превышает допустимые уровни (ДУ-2006) - 500 Бк/кг сырой массы.

По данным исследований [1], при употреблении в пищу 1 кг грибов с активностью 600 Бк/кг сырой массы доза облучения составляет 0,01 мЗв. Предел годовой эффективной дозы для категории В (население) установлен в размере 1 мЗв (НРБУ-97). Проведенный нами расчет показал, что в зависимости от места отбора и вида вклад в суммарную дозу при употреблении в пищу грибов может быть значительным. На сравнительно «чистых» территориях (полигон «Стайки») сбор грибов может быть практически неограниченным. Однако употребление в пищу всего 3,5 кг грибов (масленок обыкновенный, зеленушка), собранных в окрестностях г. Славутич, приводит к превышению предела годовой эффективной дозы (таблица).

**Доза внутреннего облучения при употреблении в пищу 1 кг грибов**

Полигон пробоотбора	Вид грибов	Удельная активность, Бк/кг сырой массы	Доза, мЗв
г. Славутич	Масленок обыкновенный ( <i>Suillus luteus</i> (L.: Fr.) S.F.Gray)	18000	0,3
	Зеленушка ( <i>Tricholoma flavovirens</i> (Pers.: Fr.) Lund.)	17000	0,3
	Белый гриб ( <i>Boletus edulis</i> Bull.: Fr.)	6000	0,1
с. Сухолучье	Масленок обыкновенный	4700	0,08
	Зеленушка	3000	0,05
	Белый гриб	1000	0,02
с. Стайки	Масленок обыкновенный	1300	0,02
	Зеленушка	800	0,01
	Белый гриб	100	0,002

Анализ динамики содержания <sup>137</sup>Cs показывает, что в ближайшие 3 - 5 лет уровни удельной активности этого радионуклида в грибах будут снижаться незначительно. В связи с этим проблема дополнительного облучения населения за счет употребления в пищу продуктов леса, и в первую очередь грибов, остается актуальной.

1. N. A. Beresford, B. J. Howard, C. L. Barnett *et al.*, *Contaminated Forests. Recent Developments in Risk Identification and Future Perspectives*, edited by Igor Linkov and William R. Schell (Kluwer Academic Publishers, Netherlands, 1999), p. 359.

## Анотації робіт з загальних проблем фізики

### PIECEWISE CONTINUOUS FUNCTIONS IN STATISTICAL DISTRIBUTIONS WITH A LIFETIME AND IN THEORY OF SUPERSTATISTICS

V. V. Ryazanov

*Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv*

To describe the nonequilibrium states of a system we introduce a new thermodynamic parameter - the lifetime of a system. Superstatistics, introduced in works of Beck and Cohen as fluctuating quantities of intensive thermodynamical parameters, are obtained from statistical distribution with lifetime (random time to system degeneracy) as thermodynamical parameter. The mixing distribution of the fluctuating parameter in the superstatistics theory it is offered to set in the form of piecewise continuous function. It allows describing a wide class of spatially heterogeneous statistical systems. Nonextensive statistical mechanics was originally developed as equilibrium formalism, but most physical applications of this formalism actually occur for typical nonequilibrium situations. Sometimes these nonequilibrium situations are described by a fluctuating parameter  $\beta$ , which may, for example, be the inverse temperature. The fluctuations of  $\beta$  induce a superposition of different statistics on different time scales, in short a superstatistics. The stationary probability distributions of superstatistical systems typically exhibit much broader tails than a Gaussian distribution. Which type of tails are produced depends on the probability distribution  $f(\beta)$  of the parameter  $\beta$ . Recent applications of the superstatistics concept include a variety of physical systems. Examples are Lagrangian and Eulerian turbulence, defect turbulence, atmospheric turbulence, cosmic ray statistics, solar flares, solar wind statistics, networks, random matrix theory, and mathematical finance.

In the present work the superstatistics (together with its generalization) is obtained starting from nonequilibrium thermodynamics which as a thermodynamic variable contains a lifetime of statistical system.

Let's consider now lifetime distributions of a various form to various time scales as. It was marked that during evolution the system passes various stages (kinetic, hydrodynamic, etc.). It is assumed that Beck and Cohen's [1] superstatistics provide a suitable description for systems with mixed regular-chaotic dynamics. Such systems are described by means of the offered approach. Examples of various behaviour of systems at different temperatures are

obvious: it superconductivity, and superfluidity, other phase transitions. More the general approach, than the superstatistics theory is a task piecewise continuous distributions. Such distributions can describe, for example, laminar and turbulent modes in one stream. For example, a current a tobacco smoke in an atmosphere. A situation here more the general, than only transition at the certain temperature, as in case of superstatistics. Except for spatial heterogeneity the piecewise continuous distribution can describe and time changes. The offered approach enables at the decision of specific problems to use methods of the theory of random processes, for example, to the stochastic theory of storage, setting rates of an input in a potential well and an output from it, and also methods of a problem of an escape rate out of a potential well and lifetime of system in it.

If to pass to superstatistics we receive different distributions  $f(\beta)$  at  $\beta < c$  and  $\beta > c$ . For example, exponential distribution or gamma-distribution at  $\beta < c$  and Pareto distribution corresponding Tsallis distribution at  $\beta > c$ . Enter the name gamma-distribution with various parameters at the different temperatures, the subordinated distributions, and a plenty of various combinations of different distributions. Parameters gamma-distribution can change discretely, but can and it is continuous – one more distributions on a parameter, for example, gamma-distribution. Such distributions can describe, for example, laminar and turbulent modes in one stream. For example, a current a tobacco smoke in an atmosphere. For this case an index  $k$  (the parameter  $y$  - in a continuous case) corresponds to spatial coordinate of a current. In any point  $c$  there is a transition from a laminar mode to turbulent. A situation here more the general, than only transition at the certain temperature, as in case of superstatistics.

1. C. Beck and E. G. D. Cohen, *Physica A* **344**, 393 (2004).



**FAMILY OF NON-EQUILIBRIUM STATISTICAL OPERATORS, INFLUENCE OF THE PAST ON THE PRESENT AND TRANSPORT PHENOMENA IN CONDENSED MATTER**

**V.V. Ryazanov**

*Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv*

A family of non-equilibrium statistical operators (NSO) is introduced which differ by the system lifetime distribution over which the quasiequilibrium (relevant) distribution is averaged. This changes the form of the source in the Liouville equation, as well as the expressions for the kinetic coefficients, average fluxes, and kinetic equations obtained with use of NSO. It is possible to choose a class of lifetime distributions for which thermodynamic limiting transition and to tend to infinity of average lifetime of system is reduced to the result received at exponential distribution for lifetime, used by Zubarev. However there is also other extensive class of realistic distributions of lifetime of system for which and after to approach to infinity of average lifetime of system non-equilibrium properties essentially change. For some distributions the effect of “finite memory” when only the limited interval of the past influence on behaviour of system is observed. It is shown, how it is possible to spend specification the description of effects of memory within the limits of NSO method, more detailed account of influence on evolution of system of quickly varying variables through the specified and expanded form of density of function of distribution of lifetime. The account of character of history of the system, features of its behaviour in the past, can have substantial influence on non-equilibrium conduct of the system in a present moment time.

Besides exponential density of probability, used by Zubarev, as density of lifetime distribution Erlang distributions (special or the general), gamma distributions etc., and also the modifications considering subsequent composed asymptotic of the decomposition can be used. More detailed description the density of probability distribution of lifetime  $p_q(u)$  in comparison with limiting exponential allows describing more in detail real stages of evolution of system (and also systems with small lifetimes). Use of several forms of lifetime distribution in quality of function of averaging leads to a conclusion, that the deviation received by means of these distributions values  $\ln \rho(t)$  from  $\ln \rho_{zub}(t)$  is no more  $\varepsilon \approx 1 / \langle \Gamma \rangle$ , where  $\langle \Gamma \rangle$  is average lifetime. This result corresponds to mathematical results of the theory asymptotical phase integration of complex systems according to which distribution

of lifetime looks like  $p_q(u) = \exp\{-\varepsilon u\} + \lambda \varphi_1(u) + \lambda^2 \varphi_2(u) + \dots$ , where the parameter of smallness  $\lambda$  in our case corresponds to value  $\varepsilon \approx 1 / \langle \Gamma \rangle$ . Generally the parameter  $\lambda$  can be any.

For distributions, having a various form for different times, additives to Zubarev’s NSO are distinct from zero and for infinitely large systems with infinitely large lifetimes. In the present work it is shown, that it is possible, for example, for distributions of lifetime of the system, having a various appearance at different stages of evolution of system. Such behaviour will be coordinated with known division of process of evolution of system into a number of stages. For some distributions the effect of “finite memory” when only the limited interval of the past influences on behaviour of system is observed.

If type of source in Liouville equation for a non-equilibrium statistical operator in the form of Zubarev possible to confront with a linear relaxation source in Boltzmann equation, more difficult types of sources, got from other distributions for lifetime of the system, it is possible to compare to more realistic type of integral of collisions, that is explained by the openness of the system, by its co-operation with surroundings and finiteness of lifetime of the system, and also coarsening for physically infinitely small volumes. Introduction in NSO function  $p_q(u)$  corresponds to specification of the description by means of the effective account of communication with irrelevant degrees of freedom. In the present work it is shown, how it is possible to spend specification the description of effects of memory within the limits of method NSO, more detailed account of influence on evolution of system of quickly varying variables through the specified and expanded kind of density of function of distribution of time the lived system of a life. On the example of determination of conductivity we will consider, in what consequences the change of type of functions  $p_q(u)$  and  $\rho(t)$  results as compared to an exponential law for  $p_q(u)$ , used in works by Zubarev. Comparison with the theory of transport processes by McLennan is conducted.

## NON-EQUILIBRIUM AEROSOL CHARGE DISTRIBUTION IN THE BIPOLAR ATMOSPHERE

V. V. Ryazanov<sup>1</sup>, V. Y. Smorodin<sup>2</sup>,

<sup>1</sup>*Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv*

<sup>2</sup>*Department of Chemical and Biological Engineering, University of Maine, Orono, USA*

In an atmosphere always there are the free ions, capable to charge atmospheric particles. Rather short lifetime of a charge for an aerosol particle is caused by its carry or neutralization. Lifetimes are the essential factor in behaviour of the charged aerosols.

Electrical charge of aerosols plays an important role in governing with their dynamics in nature and technological processes. For theoretical describing these effects one does usually employ a convenient equilibrium state charge distribution originated from the Boltzmann statistics. But very often equilibrium state conditions are not realized. In this case one should take into account non-equilibrium statistics. Equilibrium distribution of charges can achieve an establishment of high speed formation of ions or the big concentration of ions. But in natural atmospheric conditions, for example, above industrial regions there is no equilibrium distribution of charges. Distribution of the charged aerosols in an atmosphere is ambiguous. It depends on a kind of clouds, a season and day, a condition of an atmosphere and many other things factors. As advantage of the offered approach its ambiguity serves also. Thus those factors which define behaviour of distribution, it is possible to enter into the theory, as operating parameters.

Accounting a finite life in the statistical systems and employing the life-span as the thermodynamic variable permit to construct non-extensive statistical mechanics of Tsallis' type. This approach can be treated as more theoretically severe concept than Tsallis' statistics based on an empirical "q-parameter" breaking additivity of the Boltzmann's statistics. It is obviously necessary to involve methods of the statistical physics describing nonequilibrium processes, and using concepts of lifetime in these problems. The proposed concept is consistent with a known data of Potiguar and Costa who established that the finite systems are described with non-extensive statistical mechanics. The generalized energy distribution derived by Ryazanov contains both the Boltzmann - Gibbs statistics and superstatistics

$$\rho(E) \sim \exp(-\theta E) \left[ 1 + \theta E (q-1) \left( \frac{r_0}{1-r_0} \right) \right]^{-(q-1)^{-1}}.$$

Here parameters  $q$  and  $r_0$  are related with the aerosol particle shape and the aerosol charging mechanisms, respectively;  $\theta = 1/kT$ ,  $k$  is the Boltzmann constant,  $T$  is the absolute temperature. Depending on a value of the parameter  $r_0$ , extensive or non-extensive properties may dominate in the system. Probably, real systems may have properties of both Gibbs' statistics and non-extensive ones. That is why using of such the generalized distribution seems to be perspective. There are some verified applications of this distribution for a series of phenomena. The energy distribution can be regarded as a detailed elaboration of theory of superstatistics. The distributions containing a lifetime as thermodynamic parameter, besides a superstatistics method, give a wide field of various opportunities for research of aerosol systems. It is possible to allocate the groups of methods connected with stochastic theories, and with research of lifetimes. Complex systems often exhibit a dynamics on two time scales: a fast one as represented by a given stochastic process and a slow one for the parameters of that process. Each state of a system has its own lifetime related to fluxes magnitudes and sources strengths and therefore its deviation from equilibrium. The lifetime is interpreted as a fundamental quality having dual nature related to both the flux of external time, and the properties of a system. Real open systems seem to share the properties of both Gibbs and nonextensive statistical mechanics types. The lifetime thermodynamics describes open systems far from equilibrium and can be applied to the investigation of the dissipative structures and other synergetic effects.

Let us derive a law for the nonequilibrium aerosol charge distribution in the bipolar ion atmosphere in frameworks of our thermodynamic concept. As we will see further, this lead us to generalizing a convenient steady-state charge distribution based on the Boltzmann statistics. We are going to employ these results to experimental data. Our estimations showed a consistency of the calculated kinetic energy of the particle,  $E_0$ , with data given in the experiment.

QUANTUM CHAOTIC PATTERNS IN THE  
ELECTRON-PHONON JAHN - TELLER SYSTEMS

E. Majernikova<sup>1,2</sup>, S. G. Shpyrko<sup>2,3</sup>

<sup>1</sup>*Institute of Physics, Slovak Academy of Sciences, Bratislava, Slovak Republic*

<sup>2</sup>*Department of Optics, Palacky University, Olomouc, Czech Republic*

<sup>3</sup>*Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv*

We study the statistics of the excited energy levels in a class of systems of electron-phonon interaction represented by the generalized two-level Jahn - Teller (JT)  $E \otimes (b_1 + b_2)$  model with quantum Hamiltonian [1]

$$H = \Omega (b_1^+ + b_1 + b_2^+ + b_2 + 1)I + \alpha (b_1^+ + b_1) \sigma_z - \beta (b_2 + b_2) \sigma_x$$

( $b_i$  are phonon (boson) operators, and  $2 \times 2$  Pauli matrices  $\sigma_i$  account for two electron levels,  $\Omega$  is frequency of phonons 1 and 2).

Compared to the exciton models the system includes the phonon-2 assistance in tunneling between levels; the generalization of the conventional JT system is achieved by assuming different coupling strengths  $\alpha \neq \beta$  (due to spacial anisotropy of a crystal in real systems).

Nonequivalence of the phonon-electron coupling constants results in the symmetry lowering (violation of the rotation symmetry of the JT model). As a consequence, the individual energy levels become extremely irregular and the corresponding wavefunctions exhibit fractal properties [2]. At the level of statistical description however the system acquires novel universalities which stand close to the known quantum chaotic patterns. These

universalities appear to be irrelevant to the actual values of coupling strengths provided they differ enough one from another.

The distribution of nearest-neighbour level spacing in the domain of model parameters with mostly developed quantum chaos is shown to be close to the novel class of semi-Poisson distribution  $P(S) \sim 4S \exp(-2S)$  typical, e.g. for the metal-insulator (M-I) transition in the Anderson model [2]. The vicinity to this model is also supported by the long-range statistical measure  $\Delta_3$  whose slope (spectral compressibility) appears to tend to the value (0.5/15) predicted for the said intermediate statistics [3]. Similar results emerge from the study of the fractal dimensions of the wavefunctions. The exposed results allow us to suggest that the class of investigated electron-phonon models pertains to a class of systems sharing a novel universal statistics one of whose representative is the Anderson model at the point of M-I transition.

1. E. Majernikova and S. Shpyrko, Phys. Rev. E **73**, 066215 (2006); cond-mat/0509687
2. E. Majernikova and S. Shpyrko, ibid, 057202 (2006); cond-mat/0510710
3. E. Majernikova and S. Shpyrko, J. Phys. A **41**, 155102 (2008); cond-mat/0611736

## BHATTACHARYYA STATISTICAL DIVERGENCE OF QUANTUM OBSERVABLES

V. Majernik<sup>1</sup>, S. G. Shpyrko<sup>2,3</sup><sup>1</sup>*Institute of Mathematics, Slovak Academy of Sciences, Bratislava, Slovak Republic*<sup>2</sup>*Department of Optics, Palacky University, Olomouc, Czech Republic*<sup>3</sup>*Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv*

One of the important problems in the probability theory is to find an appropriate measure of the difference or the statistical divergence of two probability distributions  $P$  and  $P'$ . This measure quantifies the degree of the similarity between them. In the mathematical statistics the so-called  $f$ -divergence (Czisar divergence) is introduced in a general form as  $D(P, P') = \sum x P'(x) = \sum x P'(x) f(P(x)/P'(x))$  with an arbitrary convex function  $f(u)$ .

Among the existing divergence measures of two discrete probabilities,  $P_i$  and  $Q_i$ , the Kullback-Leibler statistical divergence  $D(P, Q) = \sum_i P_i \log(P_i/Q_i)$  is perhaps best known and most widely used [1]. This is because this measure has several desirable properties, such as nonnegativity and additivity, which are crucial in its applications.  $D(P; Q)$  is *not* symmetrical regarding the exchange of  $P$  and  $Q$ .

Apart of the Kullback - Leibler statistical divergence, a number of other divergence measures, depending on certain parameters, have been proposed and intensively studied [2, 3]. Some of them satisfy the convexity condition only for restricted values of the corresponding parameters.

However, the Kullback - Leibler [1], Renyi [2], Havrda - Charvat, Tsallis and the trigonometrical [3] statistical divergences require generally  $p_i = 0$  whenever  $q_i = 0$ . From point of view of their application, this is not a desirable property because just such situations we often encounter in the theoretical

physics especially in statistical and quantum physics.

In this article we exploit the Bhattacharyya statistical divergence [4] to determine the similarity of probability distributions of quantum observables. The Bhattacharyya statistical divergence of the discrete probability distributions is defined as  $D(P, Q) = \sum_i (p_i q_i)^{1/2}$ . After brief review of useful characteristics of the Bhattacharyya divergence we apply it to determine the similarity of probability distributions of two noncommuting observables. An explicit expression for the Bhattacharyya statistical divergence is found for the case of two observables which are the  $x$ - and  $z$ -components of the angular momentum of a spin-1/2 system. Finally, a note is given of application of the considered statistical divergence to the specific physical measurement.

1. S. Kullback, *Informational theory and statistics* (John Willey, New York, 1959); S. Kullback and R. A. Leibler, *Ann. Mat. Stat.* **22**, 79 (1951).
2. A. Renyi, *On the measures of entropy and information*, in *4-th Berkley Symp. Math. Stat. Probability*, **1** (1961).
3. V. Majernik, *Elementary theory of organization*. (Palacky University Press, Olomouc, 2001).
4. A. K. Bhattacharyya, *On a measure of divergence between two statistical populations defined by their probability distributions*, *Bull. Calcutta Math. Soc.*, **35**, 99 (1943).

**LEVEL-DYNAMIC APPROACH TO THE EXCITED SPECTRA  
OF THE JAHN - TELLER MODEL –  
KINK-TRAIN LATTICE AND “GLASSY” QUANTUM PHASE**

**E. Majernikova<sup>1,2</sup>, S. Shpyrko<sup>2,3</sup>**

<sup>1</sup>*Institute of Physics, Slovak Academy of Sciences, Bratislava, Slovak Republic*

<sup>2</sup>*Department of Optics, Palacky University, Olomouc, Czech Republic*

<sup>3</sup>*Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv*

The quantum mechanical eigenvalue problem of the Hamiltonian in the form  $H = H_0 + \alpha V$  with a single nonintegrability parameter  $\alpha$  can be exactly mapped onto a system of differential equations describing classical particles on a line moving in the pseudotime  $\alpha$  [1,2] (equations for a generalized Calogero - Moser gas (gCM)). The “positions” of these particles  $x_n$  correspond to the energy levels  $E_n$  of the quantum mechanical problem. This approach named the level dynamics acquired recently a wide popularity in particular since it allows for the statistical description of the ensemble of quantum levels in a supposedly quantum chaotic system [2, 3].

The full set of the generalized Calogero - Moser equations consists of the differential equations for positions  $dx_{n/dt} = p_{n(t)}$ , corresponding momenta  $p_n = \langle n | V | n \rangle = V_{nn}$  (diagonal elements of the perturbation  $V$ ) and the nondiagonal elements  $V_{mn} = \langle m | V | n \rangle$ .

The above approach was applied to the one-parametric Jahn - Teller model of interaction between the two-level electron system with two vibron degrees of freedom (E x e Jahn - Teller model) [4]. The equations for the gCM of pseudoparticles were numerically solved in the pseudotime  $\alpha$  (the strength of coupling between electron and boson subsystems) for a limited number of levels with artificially imposed boundary conditions confining the system. Not very close to these boundaries the energy spectrum of the system as function of  $\alpha$  reproduces well the exact solution obtained by numerically diagonalising the corresponding quantum Hamiltonian matrix [4].

The dynamics of excited phonon spectra of the E x e Jahn - Teller model mapped onto the generalized gCM of pseudoparticles implies a complex interplay between nonlinearity and fluctu-

ations of quasiparticle trajectories. A broad crossover appears in a pseudotime (interaction strength) between the initial oscillator region and the nonlinear region of the kink-train lattice as a superlattice of the kink-antikink gCM trajectories. The local nonlinear fluctuations, nuclei (droplets) of the growing kink phase arise at the crossover, forming a new intermediate droplet "glassy" phase as a precursor of the kink phase. The "glassy" phase is related to a broad maximum in the entropy of the probability distributions of pseudoparticle accelerations, or level curvatures. The kink-train lattice phase with multiple kink-antikink collisions is stabilised by long-range correlations when approaching a semiclassical limit. A series of bifurcations of nearest-level spacings were recognised as signatures of pre-chaotic behaviour at the quantum level in the kink phase. Statistical characteristics can be seen to confirm the coexistence within all of the spectra of both regularity and chaoticity to a varying extent (nonuniversality). Regions are observed within which one of the phases is dominant. The approximate analytical approach to the set of the Calogero - Moser classical equations for the JT system allowed to describe in a uniform fashion both the “pure” oscillatory and kink train lattice phases and to give an explanation to the intermediate glassy phase bearing the patterns of the nucleation forming (at increasing electron-phonon coupling strength) the kink lattice.

1. P. Pechukas, Phys. Rev. Lett. **51**, 943 (1983).
2. T. Yukawa, Phys. Rev. Lett. **54**, 1883 (1985); T. Yukawa, Phys. Lett. A **116**, 227 (1986).
3. K. Nakamura *et al.*, Phys. Rev. A **46**, 6311 (1992); P. Gaspard *et al.*, Phys. Rev. A **42**, 4015 (1990).
4. E. Majernikova and S. Shpyrko, Phys. Rev. E **73**, 057202 (2006).

**MARGINAL INTERMEDIATE STATISTICS IN THE EXCITED SPECTRA  
OF  $E \times (b_1 + b_2)$  JAHN - TELLER SYSTEM**

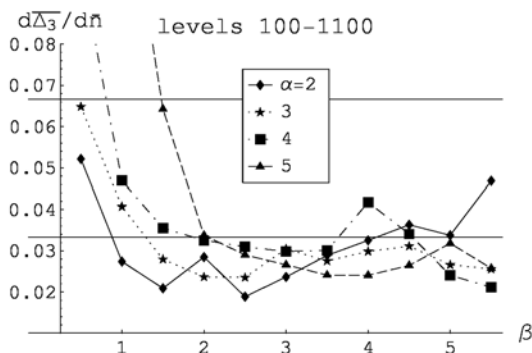
**E. Majernikova<sup>1,2</sup>, S. G. Shpyrko<sup>2,3</sup>**

<sup>1</sup>*Institute of Physics, Slovak Academy of Sciences, Bratislava, Slovak Republic*

<sup>2</sup>*Department of Optics, Palacky University, Olomouc, Czech Republic*

<sup>3</sup>*Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv*

In a recent paper [1] we investigated the statistical properties of the energy spectra of the two-level electron-phonon model of the Jahn - Teller class characterized by two vibron (phonon) modes coupled to electrons with two distinct constants  $\alpha$  and  $\beta$ . The short range statistics (distribution of the level spacings  $P(S)$ ) showed a remarkable universality tending (far from cases of higher symmetry  $\alpha = \beta$ ) to the semi-Poisson statistics. In the present work we investigated the long-range characteristics of the spectrum represented by the spectral rigidities  $\Delta_3(n)$  and related spectral compressibilities [2]. These measures for the  $E \times (b_1 + b_2)$  Jahn - Teller model are found strongly nonuniversal with respect to the Hamiltonian parameters and inhomogeneous with respect to the choice of a partial energy segment. However, the partial spectral rigidities exhibit common features: an anomalous linear part for small  $n$  and a saturation for large  $n$ . The spectral compressibilities found for the partial spectral segments and averaged over a whole relevant part of the spectrum cumulate close to a well-defined limit pertaining to the semi-Poisson statistics (see Figure).



Spectral “compressibilities” (slopes of the rigidity  $D_3$  measure of energy levels with respect to the average number of levels in the interval as function of the electron-phonon coupling constants  $\alpha$ ,  $\beta$ ). The grid line at 0.33 corresponds to the semi-Poisson statistics, that at 0.66 – to Poisson distribution (without level repulsion).

This is in accordance with similar tendencies revealed in the short-range averaged statistical characteristics of this model investigated in our previous paper [1]. These features document an inhomogeneous and nonuniversal weakening of level repulsions and nonuniversality of level fluctuations on both long and short energy scales. The nonuniversality and inhomogeneity of the statistical characteristics correspond to a similar behaviour of the chaoticity parameter (a fraction of the chaotic phase space of the trajectories) found for the corresponding semiclassical Hamiltonian.

We ascribe the nonuniversal and inhomogeneous nonintegrability behaviour to changing degree of the brokening of the rotation symmetry when changing parameters of our effectively two-dimensional model. It results in a random distribution of the respective localized wave functions at all scales up to the size of an available state space. The multifractal behaviour of the wave functions is implied from the analysis of their (averaged) fractal dimensions which range up to  $1.5 \pm 0.1$  (for  $D_2$ ). This might imply the concept of the chaos-assisted tunnelling between the regions of reduced degree of stochasticity through regions of high degree of stochasticity. It supports the analogy with the two-dimensional Anderson model with marginal-asymptotically far metal-insulator transition. The features found allow us to classify the present model as a member of the class with a multifractal eigenfunction statistics characteristic for the spectra with weakened level repulsion similar to the Anderson model close to the metal-insulator transition [3].

This work was published in: J. Phys. A: Math. Theor. 41 No 15 (18 April 2008) 155102, DOI: 10.1088/1751-8113/41/15/155102)

1. E. Majernikova and S. Shpyrko, Phys. Rev. E **73**, 057202 (2006).
2. F. J. Dyson and M. L. Mehta, J. Math. Phys. **4**, 701 (1963).
3. B. I. Shklovskii *et al.*, Phys. Rev. B **47**, 11487 (1993).

**ИЗМЕНЕНИЕ КОНЦЕНТРАЦИИ РАДОНА КАК ПРЕДВЕСТНИК ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЙ  
В РАЙОНЕ ГОР ВРАНЧА****А. И. Лящук<sup>1</sup>, В. Н. Павлович<sup>2</sup>, В. Д. Русов<sup>3</sup>**<sup>1</sup>*Главный центр специального контроля НКА Украины, Макаров*<sup>2</sup>*Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев*<sup>3</sup>*Одесский национальный политехнический университет, Одесса*

Рассмотрены возможные механизмы образования радоновых аномалий, их связь с вулканической и сейсмической деятельностью. Проведен анализ измерительных данных, полученных с помощью радиометра радона РРА-01М-03 в пункте наблюдения «Каменец-Подольский». Показано, что длительное понижение концентрации радона может быть связано с подготовкой сейсмического события в районе гор Вранча.

В целом можно констатировать, что физическое обоснование и контроль положительных корреляций между радоновыми аномалиями и сейсмической активностью возможны только на основе полного понимания механизма образования приповерхностного радона.

Анализ метеорологических параметров необходим для правильной интерпретации концентрации радона и предсказания его поведения на ближайшее время. Совместная обработка метеорологической информации и данных по концентрации радона может позволить обнаружить в ряде случаев готовящееся сейсмическое событие.

Длительное понижение концентрации радона, не связанное с метеорологическими факторами, может говорить о подготовке сейсмического события. Длительность такой аномалии связана с магнитудой готовящегося землетрясения. Данный эффект хорошо проявляется лишь при  $M$ , близким к 5.0 и выше. Совместное использование двух подходов (обнаружение положительных корреляций между концентрацией радона и атмосферным давлением плюс обнаружение отрицательных амплитудных аномалий) может повысить вероятность предсказания момента землетрясения. Нужно отметить, что такое поведение радона на достаточно большом удалении от гипоцентра, возможно, обусловлено структурой земной коры в данном регионе, а именно существованием глубинного разлома, который тянется от гор Вранча к району Каменец-Подольского.

Предложенные подходы послужили основой для создания автоматизированной системы принятия решения в реальном времени для

прогноза сильных землетрясений с района Вранча.

На основании полученных результатов можно ответить на главный вопрос сейсмологии – можно ли предсказывать землетрясения? Несмотря на пессимизм Ч. Рихтера (который в 30-х годах прошлого столетия, задолго до бурного развития нелинейной физики, достаточно резко заявил о невозможности предсказаний землетрясений), авторы уверены в возможности и необходимости работ по предсказанию землетрясений.

Невозможность предсказания поведения сложных нелинейных динамических систем связывают в последнее время с существованием «горизонта прогноза», обусловленного разбеганием траекторий системы в фазовом пространстве в режиме динамического хаоса. Так, например, считается, что «горизонт прогноза» погоды составляет приблизительно три недели (хотя существуют работы, расширяющие этот горизонт до нескольких месяцев). В связи с этим возникает вопрос: в каком режиме работает «машина землетрясений» – в детерминистическом или хаотическом? Анализ некоторых данных, который будет изложен в следующей работе, показывает, что этап подготовки землетрясения происходит в детерминистическом режиме, так что при наличии системы уравнений, описывающей этот этап, можно было бы предсказывать момент перехода земной коры в неустойчивое по отношению к развитию магистральной трещины состояние, т.е. точку бифуркации. Более того, точку бифуркации можно обнаружить экспериментально, измеряя флуктуации динамических переменных, управляющих процессом (хорошо известно, что в точке бифуркации, определяющей кинетический фазовый переход должен наблюдаться рост флуктуаций).

Таким образом, основываясь на методах нелинейной физики и синергетики, можно с большой долей оптимизма смотреть на возможность предсказания землетрясений.



**НЕРАВНОВЕСНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ЗЕМНОЙ КОРЫ –  
ИНДИКАТОР ГЕОДИНАМИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ****Ю. А. Богданов<sup>1</sup>, В. Н. Павлович<sup>2</sup>**<sup>1</sup>ООО «Юг-нефтегазгеология», Киев<sup>2</sup>Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев

В работе обсуждается проблема возникновения естественного электромагнитного импульсного излучения Земли и использования этого излучения для изучения структуры земных недр. Предложена модель генерации такого излучения, основанная на возникновении оптических колебаний сложных кристаллических решеток, а значит, и связанных с ними электромагнитных колебаний, при рождении и движении точечных, линейных (дислокации) и объемных (микротрещины, поры) дефектов кристаллов. В физике твердого тела электромагнитное излучение, связанное с собственными (оптическими) колебаниями кристаллической решетки, принято называть поляритонным излучением. Поскольку интенсивность рождения дефектов прямо пропорциональна деформации кристаллов, то интенсивность генерируемых волн будет максимальной в областях наибольших деформаций земной коры. На этом факте основана возможность использования данного излучения для изучения структуры земной коры.

По отношению к поляритонному излучению кристаллы являются активной средой, т.е. наличие излучения стимулирует рождение и уничтожение дефектов, что в свою очередь

приводит к усилению волны. Такой механизм нелинейного усиления электромагнитных волн, наряду с существованием «окон прозрачности», может объяснить наблюдающееся сверхслабое затухание электромагнитных волн в земной коре.

Вопросы генерации таких колебаний при внешнем воздействии нужно рассматривать в рамках кинетического подхода. В работе приведена простейшая модель генерации электромагнитного поля напряженной средой. Параметры этой модели нужно определять из микроскопической теории, которая будет развита в следующей работе. Однако даже такая простая модель позволяет понять некоторые особенности электромагнитного излучения земной коры, благодаря очевидной аналогии с лазерной генерацией. Хорошо известно, что с дальнейшим ростом накачки излучение лазеров переходит от непрерывного режима в режим излучения цуга коротких импульсов. Именно такого типа излучение регистрируется вблизи разломов земной коры, т.е. в наиболее напряженных и деформированных местах земной коры.

В работе приведены также примеры использования геополяритонного излучения для исследования структуры земной коры.

## THE DETECTION OF ULTRAHIGH ENERGY COSMIC RAYS USING ANTARCTIC ICE

M. Deliergiev<sup>1</sup>, P. Golubnichii<sup>2</sup>, O. Litvinenko<sup>3</sup>, D. Litvinov<sup>1</sup>, V. Pavlovych<sup>3</sup>, V. Philonenko<sup>2</sup>,  
V. Poliakov<sup>4</sup>, V. Rusov<sup>1</sup>, Yu. Shlugaev<sup>4</sup>, V. Vashchenko<sup>5</sup>

<sup>1</sup>Odesa National Polytechnical Institute, Odesa

<sup>2</sup>East Ukraine University, Lugansk

<sup>3</sup>Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv

<sup>4</sup>Radiophysical Scientific Research Institute, Nizhniy Novgorod, Russia

<sup>5</sup>National Antarctic Scientific Centre, Kyiv

The effect of low frequency radio emission from atmospheric particle showers generated by cosmic rays was predicted by G. Askaryan in 1965 and describes a phenomenon similar to Cerenkov effect, whereby a particle traveling faster than the speed of light in a dense radio transparent medium produces a shower of secondary charged particles which contain a charge anisotropy and thus emits a cone of coherent radiation in the radio or microwave part of electromagnetic spectrum. When the shower traverses boundary between air and dense matter such as salt, ice or the lunar regolith, there are other mechanisms of radio emission such as bremsstrahlung or transient radiation.

Since the frequency of extended atmospheric showers (EAS) events falls dramatically with growth of the primary particle's energy (approximately, one particle of energy  $10^{20}$  eV per 100 km<sup>2</sup> per year), detection of ultra high energy events requires enormous area coverage which is hardly achievable by traditional detection methods. Radio emission generated by EAS can provide an alternative way of EAS detection.

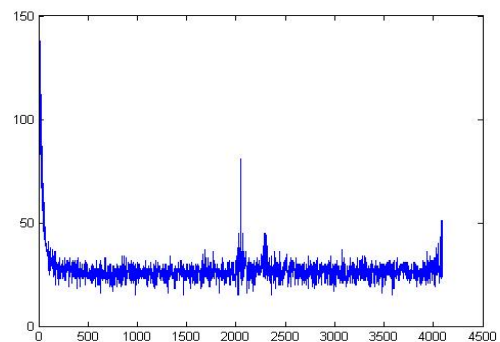
For this purpose a detection and measurement complex is being erected in the Ukrainian 'Vernadsky' Antarctic station. An extended atmospheric shower reaches the surface of Antarctic ice and generates a radio pulse, which is further reflected (may be, several times) from the ionosphere and received by the antenna of the detection and measurement complex. The delay between the reflected pulses and their shape and intensity are the source of information about the energy of the primary cosmic particle.

The electromagnetic calculation of the received radio pulse depending on the excessive charge reaching the surface of ice is provided. Various cases of radio emission have been studied, e.g. transition

radiation from water surface, radiation of excessive charge in ice, radiation of an electric dipole, which arises due to separation of EAS charged particles in the geomagnetic field. It is proven that the signals reflected by the ionosphere can be detected in the 'Vernadsky' station, if the primary's energy will be about  $10^{20}$  eV or higher.

In order to calibrate the detection and measurement complex, computer simulation of the EAS propagation using CORSIKA and Geant 4 computer codes is being conducted also. Simulation is tailored to specific conditions of the 'Vernadsky' station. Atmosphere condition, elevation, intensity and orientation are taken into account. At present, the results obtained give the excessive charges from primaries with energies  $> 10^{19}$  eV on the ice surface depending on EAS energy and inclination, as well as the dipole momentum arising under the geomagnetic field. Also, Geant4 simulation is conducted in order to better allow for charge propagation in the ice layer.

Currently the electronic equipment is under adjustment, the preliminary results are shown in the Figure.



Signal registered by measuring complex.

## Публікації в реферованих журналах

### Ядерна фізика

Ю.М. Малюта, Т.В. Обиход, В.Н. Семенов

Физика высоких энергий и гомологическая алгебра

Доповіді НАН України **5**, 93 – 96 (2008)

В.І. Ковальчук, В.К. Тартаковський

Метод розрахунку перерізів низько енергетичного протон-дейтронного розсіяння

Журнал фізичних досліджень **12**, 1201 – 1203 (2008)

А.И. Феоктистов, А.А. Вальчук, В.Т. Купряшкин, Л.П. Сидоренко, И.П. Шаповалова

Исследование выхода  $e_0^-$  электронов с поверхности тонких пленок при бомбардировке их  $\alpha$ - и  $\beta^-$ -частицами от радиоактивных источников

Известия РАН (сер. физ.) **72(2)**, 281 – 284 (2008)

А.И. Феоктистов, А.А. Вальчук, В.Т. Купряшкин, Л.П. Сидоренко, И.П. Шаповалова

Исследование зависимости выхода  $e_0^-$  электронов от места возникновения радиоактивного распада в источниках  $^{64}\text{Cu}$

Известия РАН (сер. физ.) **72(2)**, 285 – 289 (2008)

В.И. Ковальчук, В.К. Тартаковский, И.В. Козловский

Решение уравнений типа Фаддеева и расчет сечения  $pd$ -рассеяния при низких энергиях

Известия РАН (сер. физ.) **72(6)**, 865 – 869 (2008)

В.А. Желтоножский, В.М. Мазур, З.М. Биган, Д.М. Симочко

Сечение заселения метастабильных уровней при распаде состояний гигантского  $E1$ -резонанса на ядрах  $^{110}\text{Pd}$ ,  $^{112}\text{Cd}$  и  $^{113}\text{In}$  по фотонейтронному каналу

Известия РАН (сер. физ.) **72(11)**, 1634 – 1638 (2008)

И.Н. Вишневецкий, С.С. Драпей, В.А. Желтоножский, М.В. Желтоножская, Н.В. Стрильчук // Гиперсателлиты при автоионизации атомов  $^{109}\text{Ag}$ ,  $^{123}\text{Te}$  и  $^{147}\text{Pm}$  в процессе внутренней конверсии  $\gamma$ -лучей.

Известия РАН (сер. физ.) **72(11)**, 1645 – 1648 (2008)

И.Н. Вишневецкий, В.А. Желтоножский, И.Н. Каденко, Е.В. Кулич, В.А. Плюйко, Н.В. Стрильчук  
Изомерные отношения в  $^{117m}\text{In}$  в реакциях  $(\gamma, p)$  и  $(\gamma, \alpha)$ .

Известия РАН (сер. физ.) **72(11)**, 1655 – 1658 (2008)

И.Н. Вишневецкий, В.О. Желтоножский, Е.В. Кулич, А.Н. Саврасов, Н.В. Стрильчук

Исследование возбуждения высокоспиновых изомеров  $^{190}\text{Tl}$ ,  $^{196,198}\text{Au}$  в околопороговой области

Известия РАН (сер. физ.) **72(11)**, 1664 – 1667 (2008)

А.П. Лашко

Спектрометрический метод определения альфа-излучателей на основе кислотной экстракции топливных частиц

Приборы и техника эксперимента **3**, 115 – 118 (2008)

І.О. Корж, М.Т. Скляр, А.Д. Фурса

Вплив змішування станів мультиплетів у ядрі  $^{27}\text{Al}$  на перерізи розсіяння нейтронів

УФЖ **53**, 744–750 (2008)

В.І. Ковальчук, В.К. Тартаковський, І.В. Козловський

Розрахунки перерізів  $nd$ -розсіяння в методі Фаддеева з гіперсферичним базисом

УФЖ **53**, 758–764 (2008)

В.Ю. Денисов, М.О. Пилипенко

Взаємодія двох аксіально-симетричних ядер  
УФЖ **53**, 846–852 (2008)

А.О. Вальчук, В.Т. Купряшкин, Л.П. Сидоренко, О.І. Феоктистов, А.Є. Борзаковский, В.І. Куц

Вихід  $e_0^-$  електронів з поверхні мішені при бомбардуванні альфа-частинками циклотрона У-120

УФЖ **53**, 853-857 (2008)

О.І. Феоктистов

Опис виходу  $e_0^-$  електронів з поверхні джерела при радіоактивному розпаді

УФЖ **53** 1043- 1048 (2008)

Ю.А. Бережной, В.П. Михайлюк

Альфа-кластеризация в процессах рассеяния частиц и легких ядер ядрами

ЭЧАЯ **39**, 437 – 506 (2008)

- В.К. Тартаковский  
Тормозное излучение мягких фотонов при рассеянии векторных частиц в поле ядер  
Ядерна фізика та енергетика **1(23)**, 7 – 15 (2008)
- В.М. Бондар, І.М. Каденко, Б.Ю. Лещенко, Ю.М. Оніщук, В.А. Плюйко  
Переріз виходу  $\gamma$ -квантів у реакціях поглинання швидких нейтронів ядрами заліза  
Ядерна фізика та енергетика **1(23)**, 16-23 (2008)
- Н.Ф. Митрохович  
Энергетическое распределение электронов "встряски" при  $\beta$ -распаде  $^{152}\text{Eu}$   
Ядерна фізика та енергетика. **1(23)**, 24 –28 (2008)
- І.О. Корж, М.Т. Скляр, Т.І. Яковенко  
Дослідження механізмів розсіяння швидких нейтронів ядрами  
Ядерна фізика та енергетика. **1(23)**, 29 –36 (2008)
- И.Н. Вишнеvский, О.И. Давыдовская, В.О. Желтоножский, Е.В. Кулич, А.Н. Саврасов, Н.В. Стрельчук  
Исследование возбуждения высокоспиновых изомеров  $^{190}\text{Tr}$ ,  $^{196}\text{Au}$  в  $(\gamma, n)$ -реакции  
Ядерна фізика та енергетика **1(23)**, 37 – 40 (2008)
- А.О. Лиманець, С.В. Приступа, В.М. Пугач  
Перерізи утворення дивних гіперонів при взаємодії протонів із енергією 920 ГеВ та ядер вуглецю, титану, вольфраму  
Ядерна фізика та енергетика **1(23)**, 52 -55 (2008)
- А.М. Соколов  
Коррекция линейности двумерного изображения в томографической гамма-камере  
Ядерна фізика та енергетика **1(23)**, 96-98 (2008)
- Ю.В. Кибкало, В.П. Токарев.  
Обеспечение оптимальных условий для изготовления тонких свободных мишеней из изотопов хрома, скандия, циркония, железа, меди  
Ядерна фізика та енергетика **1(23)**, 104 – 107 (2008)
- А.П. Лашко, Т.Н. Лашко  
Аномалии в коэффициентах внутренней конверсии К-запрещенных гамма-переходов из распада  $^{177\text{m}}\text{Lu}$   
Ядерна фізика та енергетика **2(24)**, 18 – 23 (2008)
- В.О. Романишин, А.Т. Рудчик, Є.І. Кощій, О.А. Понкратенко, С. Клічевскі, А. Будзановскі,  
К. Русек, Л. Гловацка, С.Ю. Межевич, Вал.М. Пірнак, А.А. Рудчик, І. Сквірчинська, Р. Сюдак, Я. Хоїньскі, Б. Чех, А. Щурек  
Механізми реакцій  $^7\text{Li}(^{10}\text{B}, ^9\text{Be})^8\text{Be}$ ,  $^{10}\text{B}(^7\text{Li}, ^9\text{Be})^8\text{Be}$  та потенціал взаємодії ядер  $^8\text{Be} + ^9\text{Be}$   
Ядерна фізика та енергетика **2(24)**, 24-33 (2008)
- М.В. Арцимович, І.О. Мазний, В.І. Сорока Керування маніпулятором мішені в експериментах на прискорювачі  
Ядерна фізика та енергетика **2(24)**, 100-103 (2008)
- V.M. Kolomietz, S.V. Radionov  
Non-Markovian large-amplitude motion and nuclear fission  
Ядерна фізика та енергетика **3(25)**, 16-21 (2008)
- А.Т. Рудчик, В.О. Романишин, В.М. Кир'янчук, О.А. Понкратенко, В.В. Улещенко  
Механізми пружного розсіяння ядер  $^7\text{Li}$ ,  $^7\text{Be} + ^9\text{Be}$  та оптичні потенціали їх взаємодії  
Ядерна фізика та енергетика **3(25)**, 45-52 (2008)
- В.И. Гранцев, В.В. Давидовский, К.К. Кисурин, С.Е. Омельчук, Г.П. Палкин, Ю.С. Рознюк, Б.А. Руденко, Л.С. Салтыков, В.С. Семенов, Л.И. Слюсаренко, Б.Г. Стружко, В.К. Тартаковский, В. А. Шитюк  
Возбуждение состояний ядер среднего атомного веса в области гигантских резонансов при неупругом рассеянии дейтронов  
Ядерная физика **71(1)**, 1-13 (2008)
- А.И. Феокистов, В.Т. Купряшкин, Л.П. Сидоренко  
Самоионизация атома при  $\beta^-$ -распаде  
Ядерная физика **71(3)**, 460-465 (2008)
- В.К. Тартаковский  
Релятивистские поправки для рассеяния ядер со спином единица на малые углы  
Ядерная физика **71(4)**, 748 – 752 (2008)
- В.И. Гранцев, В.В. Давидовский, К.К. Кисурин, С.Е. Омельчук, Г.П. Палкин, Ю.С. Рознюк, Б.А. Руденко, В.С. Семенов, Л.С. Салтыков, Л.И.Слюсаренко, Б.Г. Стружко, В.К. Тартаковский, В.А. Шитюк  
Возбуждение состояний ядер среднего атомного веса в области гигантских резонансов при неупругом рассеянии дейтронов  
Ядерная физика **71(10)**, 1742-1754 (2008)
- V.S. Olkhovsky, V. Petrillo, J. Jakiel, W. Kantor

Particle Tunneling and Scattering in a Three-Dimensional Potential with a Barrier

Central Eur. J. Phys. **6**, 122-127 (2008)

G. Giardina, G. Fazio, G. Mandaglio, M. Mangataro, C. Sacca, N.V. Eremin, A.A. Paskhalov, D.A. Smirnov, S.P. Maydanyuk, V.S. Olkhovsky

Bremsstrahlung emission accompanying the  $\alpha$ -decay of  $^{214}\text{Po}$

Eur. Phys. J. A **36**, 31-36 (2008)

P. Belli, R. Bernabei, F. Cappella, R. Cerulli, F.A. Danevich, S. d'Angelo, A. Incicchitti, V.V. Kobychychev, S.S. Nagorny, F. Nozzoli, V.M. Mokina, D.V. Poda, D. Prosperi, V.I. Tretyak

Search for double- $\beta$  decay processes in  $^{108}\text{Cd}$  and  $^{114}\text{Cd}$  with the help of the low-background  $\text{CdWO}_4$  crystal scintillator

Eur. Phys. J. A **36**, 167-170 (2008)

V.M. Kolomietz, A.I. Sanzhur

Equation of state and symmetry energy within the stability valley

Eur. Phys. J. A **38**, 345-354 (2008)

G. Bellini, J. Benziger, S. Bonetti, B. Caccianiga, F. Calaprice, F. Dalnoki-Veress, D. D'Angelo, H. de Kerret, A. Derbina, A. Etenko, K. Fomenko, D. Franco, C. Galbiati, S. Gazzana, M.G. Giamarchi, M. Goeger-Neff, A. Goretti, C. Grieb, S. Hardy, A. Ianni, A.M. Ianni, M. Joyce, V.V. Kobychychev, G. Korga, D. Kryn, M. Laubenstein, M. Leung, E. Litvinovich, P. Lombardi, L. Ludhova, I. Machulin, G. Manuzio, F. Masetti, K. McCarty, E. Meroni, L. Miramonti, M. Misiaszek, D. Montanari, M.E. Monzani, V. Muratova, L. Niedermeier, L. Oberauer, M. Obolensky, F. Ortica, M. Palavicini, L. Papp, L. Perasso, R.S. Raghavan, G. Ranucci, A. Razeto, A. Sabelnikov, C. Salvo, S. Schonert, H. Simgen, M. Skorokhvatov, O. Smirnov, A. Sotnikov, S. Sukhotin, Y. Suvorov, V. Tarasenkov, R. Tartaglia, G. Testera, D. Vignaud, F. von Feilitzsch, R.B. Vogelaar, M. Wojcik, O. Zaimidoroga, S. Zavatarelli, G. Zuzel

Search for solar axions emitted in the  $M1$ -transition of  $^7\text{Li}^*$  with Borexino CTF

Eur. Phys. J. C **54**, 61-72 (2008)

S.P. Maydanyuk

Wave function of the Universe in the early stage of its evolution

Eur. Phys. J. C **57**, 769-784 (2008)

Yu.V. Kibkalo

Phenomenological model for mass and charge distribution in actinide nuclei fission

Fission Product Yield Data for the Transmutation of Minor Actinide Nuclear Waste, IAEA, Vienna, 157-182 (2008)

L.L. Nagornaya, A.M. Dubovik, Yu.Ya. Vostretsov, B.V. Grinyov, F.A. Danevich, K.A. Katrunov, V.M. Mokina, G.M. Onishchenko, D.V. Poda, N.G. Starzhinskiy, I.A. Tupitsyna.

Growth of  $\text{ZnWO}_4$  crystal scintillators for high sensitivity  $2\beta$  experiments

IEEE Trans. Nucl. Sci. **55**, 1469-1472 (2008)

V.S. Olkhovsky, E. Recami

New Developments in the Study of Time as a Quantum Observable

Int. Jour. Mod. Phys. B **22**, 1877-1897 (2008)

F.A. Ivanyuk

The transport coefficients of large-scale nuclear collective motion

Int. Jour. Mod. Phys. E **17**, 60-71 (2008)

V.A. Plujko, I.M. Kadenko, O.M. Gorbachenko, E.V. Kulich.

The Simplified Description of Dipole Radiative Strength Function

Int. Jour. Mod. Phys. E **17**, 240-244 (2008)

M. Bongrand (on behalf of the SuperNEMO collaboration)

BiPo prototype for SuperNEMO radiopurity measurements

Journal of Instrumentation **3**, P06006(6) (2008)

The LHCb Collaboration, M. Borisova, V. Iakovenko, V. Kyva, O. Kovalchuk, O. Okhrimenko, V. Pugatch, Yu. Pylypchenko et al

The CERN Large Hadron Collider: Accelerator and Experiments. The LHCb Detector at the LHC

Journal of Instrumentation **3**, S08006(8) (2008)

S. Soldner-Rembold (on behalf of the NEMO 3 and SuperNEMO Collaboration)

Search for neutrinoless double beta decay with NEMO 3 and SuperNEMO

J. Phys.: Conf. Ser. **110**, 082019(6) (2008).

H. Ohsumi (on behalf of NEMO and SuperNEMO Collaboration).

SuperNEMO project.

J. Phys.: Conf. Ser. **120**, 052054(3) (2008)

- G. Giardina, G. Fazio, G. Mandaglio, M. Mangataro, S.P. Maydanyuk, V.S. Olkhovsky, N.V. Eremin, A.A. Paskhalov, D.A. Smirnov  
Bremsstrahlung emission during alpha-decay of  $^{226}\text{Ra}$   
Mod.Phys.Lett. A **23**, 2651-2663 (2008)
- L. Bardelli, M. Bini, P.G. Bizzeti, F.A. Danevich, T.F. Fazzini, N. Krutyak, V.V. Kobychyev, P.R. Maurenzig, V.M. Mokina, S.S. Nagorny, M. Pashkovskii, D.V. Poda, V.I. Tretyak, S.S. Yurchenko  
Pulse-shape discrimination with  $\text{PbWO}_4$  crystal scintillators  
Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A **584**, 129-134 (2008)
- A.N. Annenkov, O.A. Buzanov, F.A. Danevich, A.Sh. Georgadze, S.K. Kim, H.J. Kim, Y.D. Kim, V.V. Kobychyev, V.N. Kornoukhov, M. Korzhik, J.I. Lee, O. Missevitch, V.M. Mokina, S.S. Nagorny, A.S. Nikolaiko, D.V. Poda, R.B. Podviyanuk, D.J. Sedlak, O.G. Shkulkova, J.H. So, I.M. Solsky, V.I. Tretyak, S.S. Yurchenko  
Development of  $\text{CaMoO}_4$  crystal scintillators for a double beta decay experiment with  $^{100}\text{Mo}$ .  
Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A **584**, 334-345 (2008)
- R.P. Bernhard, M. Borysova, O. Okhrimenko, V. Pugatch, V. Yakovenko et al.  
The LHCb silicon tracker  
Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A **596**, 17-20 (2008)
- V.I. Abrosimov, D.M. Brink, A. Dellafiore, F. Maira  
Kinetic equation for finite systems of fermions with pairing  
Nucl. Phys. A **800**, 1-20 (2008)
- P.Belli, R.Bernabei, R.Cerulli, F.A.Danevich, A. d'Angelo, V.I.Goriletsky, B.V.Grinyov, A.Incicchitti, V.V.Kobychyev, M.Laubenstein, V.M. Mokina, S.S.Nagorny, S.Nisi, D.Prosperi, O.G.Shkulkova, V.I.Tretyak.  
 $^7\text{Li}$  solar axions: Preliminary results and feasibility studies.  
Nucl. Phys. A **806**, 388-397 (2008)
- A.G. Magner, A.M. Gzhebinsky, S.N. Fedotkin  
Semiclassical approach to the low-lying collective excitations in nuclei  
Nuclear Physics and Atomic Energy **2(24)**, 7-12 (2008)
- G.I. Kosenko, F.A. Ivanyuk, V.V. Pashkevich, D.V. Dinner  
Application of a Two-Step Dynamical Model for Calculation of Fusion-Fission Reactions Properties  
Physics of Atomic Nuclei **71**, 2052-2066 (2008)
- P. Belli, R. Bernabei, F. Cappella, R. Cerulli, C.J. Dai, F.A. Danevich, B.V. Grinyov, A. Incicchitti, V.V. Kobychyev, L.L. Nagornaya, S.S. Nagorny, F. Nozzoli, D.V. Poda, D. Prosperi, V.I. Tretyak, S.S. Yurchenko  
Search for  $2\beta$  processes in  $^{64}\text{Zn}$  with the help of  $\text{ZnWO}_4$  crystal scintillator  
Phys. Lett. B **658**, 193-197 (2008)
- M.C. East, A.E. Stuchbery, A.N. Wilson, P.M. Davidson, T. Kibedi, A.I. Levon  
g factors in  $^{116, 118, 120}\text{Sn}$ : Sensitivity to configurations near the Fermi surface  
Phys.Lett. B **665**, 147-151 (2008)B 665 (2008)
- F.A. Ivanyuk  
Dielectric function of metal clusters: Finite-size effects and the macroscopic limit  
Phys. Rev. B **77**, 155425(14) (2008)
- V.M. Kolomietz, S. Aberg, S.V. Radionov  
Collective motion in quantal diffusive environment  
Phys. Rev. C **77**, 014305(10) (2008)
- S.N. Fedotkin, A.G. Magner, M. Brack  
Analytic approach to bifurcation cascades in a class of generalized Henon-Heiles potentials  
Phys. Rev. E **77**, 066219(16) (2008)
- C. Arpesella, H.O. Back, M. Balata, G. Bellini, J. Benziger, S. Bonetti, A. Brigatti, B. Caccianiga, L. Cadonati, F. Calaprice, C. Carraro, G. Cecchet, A. Chavarria, M. Chen, F. Dalnoki-Veress, D. D'Angelo, A. de Bari, A. de Bellefon, H. de Kerret, A. Derbin, M. Deutsch, A. di Credico, G. di Pietro, R. Eisenstein, F. Elisei, A. Etenko, R. Fernholz, K. Fomenko, R. Ford, D. Franco, B. Freudiger, C. Galbiati, F. Gatti, S. Gazzana, M. Giammarchi, D. Giugni, M. Goeger-Neff, T. Goldbrunner, A. Gorretti, C. Grieb, C. Hagner, W. Hampel, E. Harding, S. Hardy, F.X. Hartman, T. Hertrich, G. Heusser, Aldo Ianni, Andrea Ianni, M. Joyce, J. Kiko, T. Kirsten, V. Kobychyev, G. Korga, G. Korschinek, D. Kryn, V. Lagomarsino, P. Lamarche, M. Laubenstein, C. Lendvai, M. Leung, T. Lewke, E. Litvinovich, B. Loer, P. Lombardi, L. Ludhova, I. Machulin, S. Malvezzi, S. Manecki, J. Maneira, W. Maneschg, I. Manno, D. Manuzio, G. Manuzio, A. Martemianov, F. Masetti, U. Mazzucato, K. McCarty,

D. McKinsey, Q. Meindl, E. Meroni, L. Miramonti, M. Misiaszek, D. Montanari, M.E. Monzani, V. Muratova, P. Musico, H. Neder, A. Nelson, L. Niedermeier, L. Oberauer, M. Obolensky, M. Orsini, F. Ortica, M. Pallavicini, L. Papp, S. Parmeggiano, L. Perrasso, A. Pocar, R.S. Raghavan, G. Ranucci, W. Rau, A. Razeto, E. Resconi, P. Risso, A. Romani, D. Rountree, A. Sabelnikov, R. Saldanha, C. Salvo, D. Schimizzi, S. Schonert, T. Shutt, H. Simgen, M. Skorokhvatov, O. Smirnov, A. Sonnenschein, A. Sotnikov, S. Sukhotin, Y. Suvorov, R. Tartaglia, G. Testera, D. Vignaud, S. Vitale, R.B. Vogelaar, F. von Feilitzsch, R. von Hentig, T. von Hentig, M. Wojcik, M. Wurm, O. Zaimidoroga, S. Zavatarelli, G. Zuzel (Borexino Collaboration)  
Direct measurement of the  $^7\text{Be}$  solar neutrino flux with 192 days of Borexino data  
Phys. Rev. Lett. **101**, 091302, 6 p. (2008)

F.A. Danevich, S. Henry, H. Kraus, R. Mc Gowan, V.B. Mikhailik, O.G. Shkulkova, J. Telfer.  
Scintillation properties of pure and Ca-doped  $\text{ZnWO}_4$  crystals  
Phys. Status Solidi A **205**, 335-338 (2008)

A.P. Kobushkin, Ya.D. Krivenko-Emetov  
Effect of the Coulomb Interaction in  $A(d, p)$  Fragmentation  
Ukrainian Journal of Physics **53(8)**, 751-757 (2008)

### Атомна енергетика

Ю.А. Богданов, В.Н. Павлович  
Неравновесное излучение земной коры - индикатор геодинамических процессов  
Геофизический журнал **30**, 22-34 (2008)

А.И. Ляшук, В.Н. Павлович, В.Д. Русов  
Мониторинг концентрации радона как предвестник землетрясений в районе гор Вранча.  
Геофизический журнал **30**, 63-74 (2008)

П.О. Селищев, В.В. Алексеенко  
Флуктуації потоків точкових дефектів і їх вплив на повзучість матеріалу  
Вісник Київського національного університету імені Тараса Шевченка. Фізика **1**, 225-227 (2008)

П.О. Селищев, Т.П. Діденко  
Перехідна повзучість матеріалу під опроміненням при умові генерації вакансій ковзаючими дислокаціями  
Вісник Київського національного університету імені Тараса Шевченка. Фізика **1**, 231-235 (2008)

Т.В. Кармазина, В.И. Слисенко, А.А. Василькевич, Т.Н. Базилюк, А.А. Петрачков, В.М. Омельченко

Влияние малых концентраций полиэтиленгликолей 1500 и 4000 на динамику воды по данным нейтронноскопии

Доповіди НАН України **2**, 80-85 (2008)

П.А. Селищев, В.И. Слисенко

Роль комплексообразования в упрочнении металлов под облучением

Металлофизика и новейшие технологии **30(3)**, 351-360 (2008)

П.А. Селищев, В.И. Слисенко, Ю.И. Пархоменко  
Моделирование перераспределения дефектов скользящими дислокациями в металле под облучением

Металлофизика и новейшие технологии **30(6)**, 749-756 (2008)

А.А. Кучмагра, О.С. Молчанов, Г.И. Одинокин, В.Н. Павлович, А.В. Поднебесный, С.В. Борсук, О.В. Горбаченко, А.И. Игнатченко

Учет глубины выгорания отработавшего ядерного топлива при эксплуатации СХОЯТ ЗАЭС

Проблеми безпеки атомних електростанцій і Чорнобиля **10**, 20-28 (2008)

В.А. Бабенко, Е.Д. Высотский, А.А. Ключников, А.С. Лагуненко, В.М. Павлович, Э.М. Пазухин

Моделирование массовых и геометрических параметров скопления топливо-содержащих материалов в юго-восточной части помещения 305/2 разрушенного 4-го блока ЧАЭС

Проблеми безпеки атомних електростанцій і Чорнобиля **9**, 36-43 (2008)

С.И. Азаров, А.И. Скілько, Г.А. Сорокін та ін.

Модуль расчета температуры в корпусе ядерного реактора при различных изменениях тепловыделения в активной зоне

Промышленная теплотехника **30(1)**, 70-76 (2008)

С.И. Азаров, А.О. Аврасенко, Г.А. Сорокин, Т.В. Сорокина

Применение метода конечных разностей для расчета температуры в твэле ядерного реактора

Промышленная теплотехника **30(2)**, 70-78 (2008)

С.И. Азаров, Г.А. Сорокін

Визначення наслідків авіаційних катастроф,



- пов'язаних з повітряними судами військового призначення  
Системи озброєння і воєнна техніка **1(13)**, 25-29 (2008)
- А.Г. Дьяков, В.И. Слисенко, В.Н. Макаровский, Н.И. Мазина и др.  
Повышение ядерной и радиационной безопасности на исследовательском реакторе ВВР-М  
Труды Одесского политехнического университета **1(29)**, 112-116 (2008)
- И. Ангелов, Б. Вачев, В.Н. Ващенко, А.Н. Литвиненко, Е. Маламова, В.М. Павлович, В.Д. Русов, И. Стаменов  
Исследование статистических свойств зарегистрированного потока космических лучей  
Ядерна фізика та енергетика **1(23)**, 46 – 52 (2008)
- В.Н. Буканов, В.Л. Демехин, И.И. Липский  
Основные положения процедуры верификации программных средств, используемых при дозиметрии корпуса реактора  
Ядерная физика и атомная энергетика **1(23)**, 62–68 (2008)
- В.Н. Павлович, Е.Н. Хотяинцева, В.Н. Хотяинцев  
Физические основы реактора на волне ядерного горения  
Ядерна фізика та енергетика **2(24)**, 39 – 49 (2008)
- В.Н. Буканов, Е.Г. Васильева, В.Л. Демехин, А.М. Пугач  
Обеспечение достоверности экспериментальных данных, получаемых при дозиметрических измерениях у внешней поверхности корпуса ВВЭР  
Ядерная физика и атомная энергетика **2(24)**, 49–53 (2008)
- В.А. Бабенко, В.И. Гулик, В.Н. Павлович  
Исследовательский подкритический реактор  
Ядерная физика и атомная энергетика **2(24)**, 56–61 (2008)
- Т.В. Сорокіна, С.І. Азаров, Г.А. Сорокін  
Порівняння розрахункових методів для визначення теплофізичного стану твела ядерного реактору  
Ядерная и радиационная безопасность **11**, 26-31 (2008)
- А.П. Лашко, Т.Н. Лашко  
Трансурановые элементы с низкой удельной активностью в отработанном топливе атомных электростанций и их влияние на окружающую среду  
(на примере 4-го энергоблока Чернобыльской АЭС)  
Ядерная и радиационная безопасность **11(2)**, 32 – 34 (2008)
- В.И. Гранцев, В.В. Давидовский, К.К. Кисурин, С.Е. Омельчук, Г.П. Палкин, Ю.С. Рознюк, Б.А. Руденко, Л.С. Салтыков и др.  
Возбуждение состояний ядер среднего атомного веса в области гигантских резонансов при неупругом рассеянии дейтронов  
Ядерная физика **71(10)**, 1-13 (2008)
- Е. Majernikova and S. Shpyrko  
Level-dynamic approach to the excited spectra of the Jahn-Teller model - kink-train lattice and 'glassy' quantum phase  
Europ. Phys. Jour. B **66**, 259-269 (2008)
- Е. Majernikova and S. Shpyrko  
Marginal intermediate statistics in the excited spectra of the Eotimes (b1 + b2) Jahn-Teller system  
J. Phys. A: Math. Theor. **41**, 155102 (2008)
- V.M. Pavlovyeh, V.M. Khotyaintsev, E.M. Khotyaintseva  
The physical bases of nuclear wave reactor  
Nuclear Technology and Radiation Protection **XXIV**, 70-77 (2008)
- V. Majernik, S. Shpyrko  
Bhattacharyya statistical divergence of quantum observables  
Reports on mathematical physics **61**, 319-325, (2008)

### Радіаційна фізика та радіаційне матеріалознавство

- А.П. Долголенко, Г.П. Гайдар, М.Д. Варенцов, П.Г. Литовченко  
Влияние примеси германия на радиационную стойкость кремния с высокой концентрацией кислорода  
Вопросы атомной науки и техники **2(92)**, 28-36 (2008)
- О.В. Конорева, П.Г. Литовченко, В.Я. Опилат, І.В. Петренко, М.Б. Пінковська, В.П. Тартачник  
Дія проникаючої радіації на електрофізичні характеристики світлопромінюючих діодів GaP  
Вопросы атомной науки и техники **2(92)**, 140-144 (2008)

- А.Г. Зелинский.  
Разработка технических средств измерения энергии ускоренных электронов  
Вопросы атомной науки и техники **2(92)**, 191-192 (2008)
- О.В. Конорева, В.Ф. Ластовецький, П.Г. Литовченко, В.Я. Опилат, Ю.Г. Гришин, І.В. Петренко, М.Б. Пінковська, В.П. Тартачник  
Особливості струмових нестабільностей фосфідогалієвих світлодіодів, опромінених нейтронами  
Доповіді НАН України **3**, 71-76 (2008)
- В.М. Цмоць, П.Г. Литовченко, Ю.В. Павловський, І.П. Островський, Н.Т. Павловська, А.Н. Щупляк  
Вдосконалення технології вирощування ниткоподібних кристалів кремнію та дослідження їх магнетизму  
Нові технології **2(20)**, 113-118 (2008)
- В.М. Цмоць, П.Г. Литовченко, Ю.В. Павловський, І.П. Островський, О.П. Литовченко, І.С. Паньків, М.М. Лучкевич, В.П. Салань  
Магнітна сприйнятливність ниткоподібних кристалів  $Si_{0,95}Ge_{0,05}$   
УФЖ **53**, 36-41 (2008)
- А.Ya. Dzyublik, V.Yu.Spivak  
Shake-off for conductivity electrons in metals caused by nuclear decay  
УФЖ **53**, 120-125 (2008)
- Г.П. Гайдар, О.П. Долголенко, П.Г. Литовченко  
Термічний відпал радіаційних дефектів в n-Si, опроміненому швидкими нейтронами реактора  
УФЖ **53**, 691-696 (2008)
- П.Г. Литовченко, Л.І. Барабаш, С.В. Бердніченко, Д. Бізелло, М.Д. Варенцов, В. І. Варніна, А.А. Гроза, О.П. Долголенко, А.Я. Карпенко, Т.І. Кібкало, В.Ф. Ластовецький, О.П. Литовченко, В.Н. Підтинних, Л.А. Полівцев, С.Б. Смірнов, М.І. Старчик  
Можливості підвищення радіаційної стійкості напівпровідникових матеріалів  
Ядерна фізика та енергетика **2(24)**, 60-67 (2008)
- А.А. Гроза, В.І. Варніна, П.Г. Литовченко, Л.С. Марченко, М.І. Старчик, Л.І. Барабаш, С.В. Бердніченко  
Вплив домішок германію та кисню на радіаційну стійкість монокристалічного кремнію  
Ядерна фізика та енергетика **2(24)**, 68-72 (2008)
- Г.В. Верцімаха, В.В. Михайловський, В.Й. Сугаков  
Магнітна залежність екситонних спектрів в квантових ямах опромінених напівмагнітних напівпровідників  
Ядерна фізика та енергетика, **1(23)**, 69-72 (2008)
- А.П. Долголенко, М.Д. Варенцов, Г.П. Гайдар, П.Г. Литовченко  
Термический отжиг кластеров и точечных дефектов в n-Si (Cz), облученном быстрыми нейтронами реактора  
Ядерна фізика та енергетика **2(24)**, 73-80 (2008)
- А.Ya.Dzyublik, V.V.Utyuzh  
Mixing of prolate and oblate shapes by tunneling in  $\gamma$  direction  
Ядерная физика **71**, 12 (2008)
- Z.D. Kovalyuk, F.V. Motsnyi, O.S. Zinets, S.P. Yurcenyuk, E.Tamburri, S.Orlanducci, V. Guglielmotti, F. Toschi, M.L. Terranova, M. Rossi  
An innovative and viable route for the realization of ultra-thin supercapacitors electrodes assembled with carbon nanotubes  
Jour. Nanosci. Nanotechnol **8(12)**, 1-4 (2008)
- S.B. Lev, V.I. Sugakov, G.V. Vertsimakha  
Magnetic field effect on transitions between direct and indirect excitons in diluted magnetic semiconductor double quantum wells  
Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures **40**, 2899-2903, (2008)
- I.I. Fishchuk, A. Kadashchuk, H. Bässler  
Theory of hopping charge-carrier transport at large carrier concentrations in disordered organic solids: Polarons versus bare charge carriers  
Physica status solidi (c) **5**, 746-749 (2008)
- I.I. Fishchuk, A. Kadashchuk, L.S. Devi, P. Heremans, H. Bässler, and A. Köhler  
Triplet energy transfer in conjugated polymers. A polaron theory description addressing the influence of disorder  
Phys. Rev. B **78**, 045211 (2008)
- O.N. Shevtsova  
Giant vortex structures in nanometer-scale spherical type-II superconducting samples  
Supercond. Sci. Technol. **21**, 065010(5) (2008)

## Фізика плазми

- А. Гончаров, А. Добровольский, А. Евсюков, И. Литовко, И. Проценко  
Плазмодинамические особенности цилиндрических газовых разрядов магнетронного типа  
Вопросы атомной науки и техники **4(6)**, 189-194 (2008)
- О.А. Федорович  
О влиянии плазменной частоты на сплошной спектр излучения неидеальной плазмы импульсного разряда в воде в видимом диапазоне  
Вопросы атомной науки и техники **4(6)**, 283-287 (2008)
- О.А. Федорович, Л.М. Войтенко  
О коэффициентах распада неидеальной плазмы импульсных разрядов в воде при концентрациях электронов  $2 \times 10^{20} \geq n_e \geq 2 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$   
Вопросы атомной науки и техники **4(6)**, 288-293 (2008)
- К.Р. Shamrai, Е.Н. Kudriavchenko  
Electromagnetic fields and heavy ion orbiting in a low-temperature plasma with a magnetic pumping  
Вопросы атомной науки и техники **14(6)**, 183-185 (2008)
- V. Gushenets, I. Litovko  
Computer simulation for ion sources optimization  
Известия вузов. Физика **11. Прилож. С**, 66-69 (2008)
- И. Литовко  
Компьютерное моделирование получения и транспортировки сильноточных пучков заряженных частиц  
Кибернетика и системный анализ **5**, 173-180 (2008)
- Е.Г. Костин  
Применение ионизированного парового потока при осаждении пленок металлов в вакууме для модификации их структуры и морфологии поверхности  
Металлофизика и новейшие технологии **30(4)**, 485-495 (2008)
- О.А. Федорович, Л.М. Войтенко  
Експериментальні дослідження коефіцієнта розпаду неідеальної плазми імпульсних розрядів у воді  
УФЖ **53**, 451-457 (2008)
- О.А.Федорович.  
Про особливості радіального розподілу температури в каналі імпульсних розрядів у воді на стадії релаксації  
УФЖ **53**, 458-463 (2008)
- Yu.I. Kolesnichenko, V.V. Lutsenko, A. Weller, A. Werner, Yu.V. Yakovenko, J. Geiger  
On low frequency Alfvén instabilities in stellarators  
УФЖ **53**, 476-480 (2008)
- И. Литовко  
Моделирование извлечения острофокусированного электронного пучка из плазменной электронной пушки  
УФЖ **53**, 511-515 (2008)
- Е.Г. Костин, А.В. Демчишин  
Осаждение пленок TiN и TiO<sub>2</sub> в обращенном цилиндрическом магнетроне постоянного тока методом реактивного распыления  
Технология и конструирование в электронной аппаратуре **4(76)**, 47-51 (2008)
- О.А. Федорович  
Методика экспериментального определения оптической толщины плазменного канала методом просвечивания и возможности ее применения для импульсных разрядов в воде  
Ядерная физика та енергетика **2(24)**, 86-96 (2008)
- J. Cummings, A. Pankin, N. Podhorszki et al.  
Plasma edge kinetic-MHD modeling in tokamaks using Kepler workflow for code coupling, data management and visualization  
Commun. Comput. Phys. **4**, 675-702 (2008)
- Yu.A. Zaliznyak, A.I. Yakimenko and V.M. Lashkin  
Excitation of zonal flow by the modulational instability in electron temperature gradient driven turbulence  
J. Plasma Phys. **74**, 381 – 389 (2008)
- Yu.A. Zaliznyak, A.I. Yakimenko  
Three-dimensional solitons and vortices in dipolar Bose-Einstein condensates  
Phys. Lett. A **372**, 2862-2866 (2008)
- V.S. Marchenko  
Excitation of the Alfvén eigenmodes by localized energetic ions in optimized stellarators  
Phys. Plasmas **15**, 102504 (2008)

- F.D. Halpern, A. Eriksson, G. Bateman, A.H. Kritz, A. Pankin, C.M. Wolfe and J. Weiland  
Improved model for transport driven by drift modes in tokamaks  
Phys. Plasmas **15**, 012304 (2008)
- V.M. Lashkin  
Two-dimensional multisolitons and azimuthons in Bose-Einstein condensates  
Phys. Rev. A **77(2)**, 025602 (2008)
- V.M. Lashkin  
Stable three-dimensional spatially modulated vortex solitons in Bose-Einstein condensates  
Phys. Rev. A **78(3)**, 033603 (2008)
- P.C. de Vries, E. Joffrin, N.C. Hawkes, X. Litaudon, C.D. Challis, Y. Andrew, M. Beurskens, M. Brix, J. Brzozowski, K. Crombé, C. Giroud, J. Hobirk, T. Johnson, J. Lönnroth, A. Salmi, T. Tala, V. Yavorskij, K-D Zastrow and JET EFDA Contributors  
Effect of toroidal field ripple on the formation of internal transport barriers  
Plasma Phys. Control. Fusion **50**, 065008 (2008)
- A. Hershcovitch, V. Batalin, A. Bugaev, V. Gushenets, B. Johnson, A. Kolomiets, I. Litovko, T. Kulevoy, M. Oks, G. Yushkov  
Ion sources for energy extremes of ion implantation  
Rev. Sci. Instrum **79**, 507-510 (2008)
- V.B. Taranov  
Symmetry extensions and their physical reasons in the kinetic and hydrodynamic plasma models  
SIGMA **4**, 006 (2008)
- V.N. Pavlenko, V.G. Panchenko  
Diffusion in turbulent plasma with ion temperature anisotropy  
Ukrainian Journal of Physics **53(4)**, 374-376 (2008)
- V.M. Pavlenko, V.G. Panchenko  
Temperature relaxation processes in a magnetized plasma  
Ukrainian Journal of Physics **53(4)**, 377-380 (2008)
- Радіоекологія та радіобіологія**
- А.Н. Берлизов, В.Н. Даниленко, Е.А. Ковальський и др.  
Моделирование экспериментов с помощью детекторов гамма-излучения на основе сжатого ксенона  
Атомная энергия **105**, 38-44 (2008)
- Н.Е. Зарубина  
Дозы внутреннего облучения  $^{137}\text{Cs}$  при употреблении в пищу грибов (Киевская обл.)  
Вестник Российской Военно-медицинской академии **3(23)**, 80 (2008)
- О.Л. Зарубин, В.А. Костюк, Е.Н. Волкова и др.  
Радиоактивное загрязнение пресноводных экосистем Украины  
Вестник Российской Военно-медицинской академии **3(23)**, 81 (2008)
- О.В. Максимчук, Л.К. Бездробна, Л.Л. Сидорик та ін.  
Експресія цитохрому P450 2E1 в печінці мишей при постійній та гострій дії  $\gamma$ -випромінювання  
Укр. біохім. журн. **4**, 53–59 (2008)
- Н.Є. Зарубіна  
Вміст  $^{137}\text{Cs}$  у грибах з різним типом живлення на території зони відчуження та Київської області  
Чорнобильський науковий вісник (Бюлетень екологічного стану Зони відчуження та Зони безумовного (обов'язкового) відселення) **1(31)**, 23–26 (2008)
- О.Л. Зарубін  
Вміст  $^{65}\text{Zn}$  в рибах водойми-охолоджувача ЧАЕС  
Чорнобильський науковий вісник (Бюлетень екологічного стану Зони відчуження та Зони безумовного (обов'язкового) відселення) **1(31)**, 30–34 (2008)
- О.Л. Зарубін  
Вміст  $^{54}\text{Mn}$  у компонентах екосистеми водойми охолоджувача ЧАЕС  
Чорнобильський науковий вісник (Бюлетень екологічного стану Зони відчуження та Зони безумовного (обов'язкового) відселення) **2(32)**, 26–30 (2008)
- Н.Є. Зарубіна  
Радіаційні ризики при вживанні у їжу грибів на території зони відчуження  
Чорнобильський науковий вісник (Бюлетень екологічного стану Зони відчуження та Зони безумовного (обов'язкового) відселення) **2(32)**, 31-35 (2008)
- А.І. Липська, І.П. Дрозд  
Особливості дозоутворення та методи розрахунку доз при внутрішньому надходженні  $^{137}\text{Cs}$  до організму лабораторних щурів  
Ядерна фізика та енергетика **1(23)**, 78 – 87 (2008)

- Т.Я. Кутузова, Ю.Н. Лобач, Е.В. Сваричевская и др.  
 Особенности выбора площадки для размещения исследовательского ядерного  
 Ядерна та радіаційна безпека **2**, 35-40 (2008)
- Ю.М. Лобач, О.В. Сваричевська, В.В. Тришин  
 Особливості оцінки впливу на оточуюче середовище при знятті з експлуатації дослідницького реактора ВВР-М  
 Ядерна та радіаційна безпека **3**, 29-34 (2008)
- A.N. Berlizov, O.B. Blum, R.H. Filby et al. Black POPLAR-3 (*Populus-nigra-L*) bark as alternative indicator of urban air pollution by chemical elements  
 Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry **276**, 15-21 (2008)
- A.N. Berlizov, S.L. Solovyeva  
 A Dynamic Link Library for Calculating True-Coincidence Summing Correction Factors  
 Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry **276**, 663-668 (2008)
- A.N. Berlizov, I.A. Malyuk, A.D. Sajeniouk  
 Transuranium elements and fission products in technological channels of unit Chernobyl NPP  
 Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry **277**, 49-57 (2008)

## Доповіді на конференціях

### Ядерна фізика

В.И. Гранцев, В.В. Давидовский, К.К. Кисурин, С.Е. Омельчук, Г.П. Палкин, Ю.С. Рознюк, Б.А. Руденко, В.С. Семенов, Л.И. Слюсаренко, Б.Г. Стружко, В.К. Тартаковский, В.А. Шитюк  
Инклюзивный процесс расщепления дейтронов в поле средних ядер

VI конференция по физике высоких энергий, ядерной физике и ускорителям. Харьков, 25 – 29 марта 2008 г.

F.A. Danevich, V.V. Kobychyev, V.M. Mokina,  
Further development of Large Liquid Scintillation detector

NEMO3 and SuperNEMO Collaboration Meeting, Valencia, Spain, April 7-12, 2008

V.V. Kobychyev,  
MC simulation of a large detector with 8'' PMT  
NEMO3 and SuperNEMO Collaboration Meeting, Valencia, Spain, April 7-12, 2008

В.В. Коваленко  
Модельовання контролю потоків іонізуючої радіації

Міжнародна конференція студентів і молодих науковців з теоретичної та експериментальної фізики «Еврика-2008». Львів, 19-21 травня 2008 р.

Доповіді на Другій міжнародній конференції «Актуальні проблеми ядерної фізики та атомної енергетики» (НРАЕ-Київ2008), м. Київ, 9 - 15 червня 2008 р., див. на стор. 175-176

В.М. Бондар, И.Н. Каденко, Б.Е. Лещенко, Ю.Н. Онищук, В.А. Плюйко  
Сечение выхода мгновенных гамма-квантов в реакциях поглощения быстрых нейтронов ядрами железа и висмута

58-е международное совещание по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра «ЯДРО 2008», Москва, Россия, 23-27 июня 2008 г.

V.I. Grantsev, V.V. Davidovskyy, K.K. Kisurin, S.E. Omelchuk, G.P. Palkin, Yu.S. Roznyuk, B.A. Rudenko, L.S. Saltykov, V.S. Semenov, L.I. Slusarenko, B.G. Struzhko, V.K. Tartakovskiy, V. A. Shytiuk

(d,p) process on nuclei at deuteron trytu 37 MeV

58-е международное совещание по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра «ЯДРО 2008», Москва, Россия, 23-27 июня 2008 г.

И.Н. Вишневецкий, О.И. Давыдовская, В.А. Желтоножский, Н.В. Стрильчук  
Исследование фотоделения  $^{232}\text{Th}$  и  $^{238}\text{U}$

58-е международное совещание по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра «ЯДРО 2008», Москва, Россия, 23-27 июня 2008 г.

В.А. Плюйко, И.Н. Каденко, Е.В. Кулич, А.Н. Горбаченко, О.И. Давыдовская  
Дипольные радиационные силовые функции гамма-распада и фотопоглощения

58-е международное совещание по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра «ЯДРО 2008», Москва, Россия, 23-27 июня 2008 г.

А.Н. Горбаченко, В.А. Плюйко, И.Н. Каденко, Е.В. Кулич

Вибрационное и ротационное усиления плотности уровней атомных ядер

58-е международное совещание по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра «ЯДРО 2008», Москва, Россия, 23-27 июня 2008 г.

А.П. Лашко, Т.Н. Лашко

О магнитном моменте уровня  $9/2^+$   $^{136}\text{Nb}$  в  $^{181}\text{Ta}$   
58-е международное совещание по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра «ЯДРО 2008», Москва, Россия, 23-27 июня 2008 г.

А.П. Войтер, С.Г. Бунин

Влияние размера пакетов на эффективность МАС уровня пакетных радиосетей

18-я Международная Крымская конференция "СВЧ техника и телекоммуникационные технологии", Севастополь, 08-12 сентября 2008 г.

For the talks at International Workshop on Radio-pure Scintillators for EURECA (RPSCINT 2008), Kyiv, September 10-11, 2008, see pp. 177-178

F.A. Ivanyuk

The shapes of conditional equilibrium in the liquid-drop model

15th Nuclear Physics Workshop "Maria and Pierre Curie", Kazimierz Dolny, Poland, September 24-28, 2008

Ф.А. Даневич

Сцинтилляторы в астрофизике частиц

Международная конференция „Инженерия сцинтилляционных материалов и радиационные технологии“ (ИСМАРТ-2008), Харьков, 17-21 ноября 2008 г.

Н.В. Башмакова, Ф.А. Даневич, В.Я. Дегода, И.М. Дмитрук, С.Ю. Кутовой, В.М. Мокина, С.С. Нагорный, С. Ниси, А.С. Николайко, А.А. Павлюк, С. Пирро, А.Е. Савон, Д.А. Спасский, С.Ф. Солодовников, З.А. Солодовникова, В.И. Третьяк, С.М. Ватник, Е.С. Золотова  
Кристаллы  $\text{Li}_2\text{Zn}_2(\text{MoO}_4)_3$  как детекторы для  $2\beta$  экспериментов с  $^{100}\text{Mo}$

Международная конференция „Инженерия сцинтилляционных материалов и радиационные технологии“ (ИСМАРТ-2008), Харьков, 17-21 ноября 2008 г.

П. Бэлли, Р. Бернабей, Я.В. Васильев, Ю.Я. Восстрецов, Е.Н. Галашов, Б.В. Гринев, Ф.А. Даневич, А.М. Дубовик, А. Инчикитти, Ф. Каппелла, В.В. Кобычев, В.М. Мокина, Л.Л. Нагорная, С.С. Нагорный, С. Ниси, Ф. Нозолли, Д.В. Пода, Д. Проспери, В.И. Третьяк, Р. Черулли, В.Н. Шлегель, С.С. Юрченко

Радиоактивная чистота сцинтилляционных кристаллов  $\text{ZnWO}_4$

Международная конференция „Инженерия сцинтилляционных материалов и радиационные технологии“ (ИСМАРТ-2008), Харьков, 17-21 ноября 2008 г.

### Атомна енергетика:

L.A. Bulavin, D.A. Gavryshenko, M.P. Kulish, P.A. Selishchev, V.M. Sysoev

Influence of radiati-on on fluids physical properties  
The 4 Int. Conf. on Physics of Liquid Matter: Modern Problems, Kiev, May 23-26, 2008

L.A. Bulavin, V.I. Slisenko, A.A. Vasilkevich, A.V. Kovalev, P.G. Ivanitsky, V.V. Krotenko, E.V. Korbetsky

Concentration features of dynamics of molecules of a  $\text{H}_2\text{O}-\text{C}_3\text{H}_7\text{OH}$  solutions

The 4 Int. Conf. on Physics of Liquid Matter: Modern Problems, Kiev, May 23-26, 2008

L.A. Bulavin, V.I. Slisenko, A.A. Vasilkevich, A.V. Kovalev, P.G. Ivanitsky, V.V. Krotenko, E.V. Korbetsky

Neutron researches of dynamics of molecules of a water-ethanol solutions

The 4 Int. Conf. on Physics of Liquid Matter: Modern Problems, Kiev, May 23-26, 2008

V.N Bukanov, V.L Dyemokhin, O.V. Grytsenko, E.G. Vasylyeva, S.M. Pugach

Comparison of Irradiation Conditions of WWER-1000 Reactor Pressure Vessel and Surveillance Specimens for Various Core Loadings

13th Intern. Symp. on Reactor Dosimetry, Aker-sloot, the Netherlands, May 25–30, 2008

O. Gritzay, V. Koloty, V. Pshenychnyi, N. Klimova, V. Libman, V. Venedyktov

The Measurements of the Differential Elastic Neutron Cross-Sections Of Carbon for Energies from 2 to 133 keV

13th International Symposium on Reactor Dosimetry (ISR'D'13), Alkmaar, The Netherlands, May 25-30, 2008

O. Gritzay, V. Libman

Measurements of Neutron Capture Cross-Section for Tantalum at the Neutron Filtered Beams

13<sup>th</sup> International Symposium on Reactor Dosimetry (ISR'D'13), Alkmaar, The Netherlands, May 25-30, 2008

F. Nolden, A. Dolinskii, B. Franzke, U. Jandewerth, T. Katayama, C. Peschke, P. Petri, M. Steck, D.Mihl  
Stochastic Cooling in the Framework of the FAIR Project at GSI

11th Europ. Particle Accelerator Conference, EPAC'08', Genoa, Italy, June 23-27, 2008

O. Gorda, C. Dimopoulou, A. Dolinskii, F. Nolden, M. Steck

Field Interference of Magnes in the Large Acceptance Storage Ring CR of the FAIR Project

11th Europ. Particle Accelerator Conference, EPAC'08', Genoa, Italy, June 23-27, 2008

A. Dolinskii, O. Gorda, S. Litvinov, F. Nolden, C. Peschke, I. Schurig, M. Steck, D. Obradors-Campos  
The CR-RESR Storage Ring Complex of the FAIR Project

11th Europ. Particle Accelerator Conference, EPAC'08', Genoa, Italy, June 23-27, 2008

M. Steck, C. Dimopoulou, A. Dolinskii, S. Litvinov, F. Nolden, D. Obradors-Campos, C. Peschke

Advanced Design of the FAIR Storage Ring Complex

11th Europ. Particle Accelerator Conference, EPAC'08', Genoa, Italy, June 23-27, 2008



- В.В. Рязанов  
Non-equilibrium aerosol charge distribution in the bipolar ion atmosphere.  
III International conference on colloid chemistry and physicochemical mechanics, Moscow, Russia, June 24-28, 2008.
- Доповіді на Транс'європейській школі з фізики високих енергій, м. Буймерівка Сумської обл., 3 - 9 липня 2008 р. див. стор. 177
- Л.А. Булавин, Д.А. Гаврюшенко, П.А. Селищев, В.М. Сысоев  
Влияние облучение на характеристики фазовых переходов твердое тело - газ и твердое тело - жидкость  
XVIII Международное совещание "Радиационная физика твердого тела", Севастополь, 7 - 12 июля 2008 г.
- L.A. Bulavin, V.V. Klepko, S.V. Riabov, V.I. Slisenko, O.A. Vasilkevich  
Liquid diffusion and complexation in cyclodextrin solutions  
4<sup>th</sup> Int. Conf. on Diffusion in Solids and liquids, Barselona, July 9-11, 2008
- О. Ohrimenko  
Advanced Radiation Monitoring System for Inner Tracker LHCb: Beam Position Control  
French-Ukrainian School on High Energy Physics, Mukachevo, July 9 - 14, 2007
- V.M. Pugatch  
Many-particle Nuclear Reactions with Radioactive Ions - A source of New Data  
French-Ukrainian School on High Energy Physics, Mukachevo, July 9 - 14, 2007
- O.S. Kovalchuk  
Micro-strip Metal Detector for Mass-Spectrometry  
French-Ukrainian School on High Energy Physics, Mukachevo, July 9 - 14, 2007
- V.M. Iakovenko  
Radiation Monitoring System for the LHCb Silicon Tracker  
French-Ukrainian School on High Energy Physics, Mukachevo, July 9 - 14, 2007
- O.V. Mykhailenko  
Micro-strip Metal Detector  
French-Ukrainian School on High Energy Physics, Mukachevo, July 9 - 14, 2007
- Л.А. Булавин, А.И. Момот, П.А. Селищев, В.М. Сысоев  
Влияние облучения на структурные характеристики конденсированных систем  
VI Международная научная конференция "Радиационно-термические эффекты и процессы в неорганических материалах", Томск, Россия, 8 - 15 августа 2008 г.
- П.А. Селищев, В.И. Слисенко  
Комплексообразование и упрочнение металлов под облучением  
XVIII Международная конференция по физике радиационных явлений и радиационному материаловедению, Алушта, 8 - 13 сентября 2008 г.
- О. Gritzay, N. Klimova, O. Kalchenko  
Summary of Nuclear Data Activity by Staff of the UkrNDC  
IAEA Technical Meeting on the Network of NRDC, Obninsk, Russia, September 22 - 25, 2008
- В.М. Павлович  
The physical bases of nuclear wave reactor.  
Belgrade, Serbia, September 20-26, 2008
- І.П. Дряпаченко  
Ядерні знання як усвідомлена необхідність  
Міжнародна конференція Українського ядерного товариства «Збереження та управління ядерними знаннями в Україні» Київ, 28 жовтня 2008 р.
- Т.В. Бондаренко, Є.О. Павленко, В.С. Прокопенко, Л.С. Салтиков, В.І. Слісенко, С.В. Шевченко  
Нейтронні методики контролю матеріалів, що діляться, в радіоактивних відходах  
X Міжнародна науково-технічна конференція рятівників «Проблеми поводження з радіоактивними відходами в Україні», Київ, 2 листопада 2008 р.

### Радіаційна фізика та радіаційне матеріалознавство:

- Н.Л. Дмитрук, О.С. Кондратенко, В.В. Ильченко, С.А. Гордиенко, П.В. Кучинский, Л.А. Власукова, М. Б. Пинковская, В.И. Хиврич  
Наноструктурирование поверхности Si и SiO<sub>2</sub>/Si ускоренными заряженными частицами  
Первая международная научная конференция «Наноструктурные материалы -2008: Беларусь-Россия-Украина», Минск, Беларусь, 22-25 апреля 2008 г.

П.Г. Литовченко, В.М. Цмоць, Ю.В. Павловський.

Вплив попереднього опромінення швидкими нейтронами на магнітні властивості кристалів Cz-Si термооброблених при 900°C

III Міжнародна науково-практична конференція «Матеріали електронної техніки та сучасні інформаційні технології» (МЕТІТ-3), Кременчук, 21-23 травня 2008 р.

М.Л. Дмитрук, О.С. Кондратенко, Л.А. Власукова, П.В. Кучинський, М. Б. Пінковська, В.І.Хіврич

Еліпсометричні дослідження впливу адсорбції парів рідин на оптичні параметри структур SiO<sub>2</sub>/Si  
3-я Міжнародна науково-технічна конференція „Сенсорна електроніка та мікросистемні технології”, Одеса, 2-6 червня 2008 р.

А.А. Chernyuk, V.I. Sugakov

Exciton condensation in quantum wells

The 3-rd Ukraine-Korea seminar on nanophotonics and nanophysics, Kyiv, July 14-16, 2008

П.Г. Литовченко, О.П. Литовченко, А.А. Гроза, В.І. Варніна, Л.С. Марченко, М.І. Старчик, Л.І. Барабаш, С.В. Бердніченко, В.К. Дубовой, В.Ф. Ластовецький, Л.А. Полівцев.

Вплив домішок на радіаційну стійкість монокристалічного кремнію.

XVIII международная конференция по физике радиационных явлений и радиационному материаловедению, Алушта, 8-13 сентября 2008 г.

V. Revka

Surveillance testing experience for RPV materials embrittlement estimation in Ukraine

Joint Regional Workshop on the Improved RPV Structural Integrity Assessment for NPP, RER4027/9034/01, Kuznetsovsk, September 8 – 12, 2008

Л. Ф. Макаренко, Ф.П. Коршунов, С.Б. Ластовский, В.И. Хиврич

Образование дефектов в запробужной области кремниевых структур, облученных альфа-частицами

III-я международная научная конференция «Материалы и структуры современной электроники», Минск, Беларусь, 25-26 сентября 2008 г.

И.Ю. Голиней, В.В. Михайловский, В.И. Сугаков  
Ускорение атомов при фазовых преобразованиях на поверхности кристаллов

Международная конференция «Современные

проблемы физики металлов», Київ, 7-9 жовтня 2008 р.

I.E. Anokhin, O.S. Zinets

Silicon Strip Detector with a Polyethylene Converter as a Position Sensitive Detector for Fast Neutrons

16th Room Temperature Semiconductor Detector Workshop (RTSD 16), Dresden, Germany, October 19 – 25, 2008

V.I. Sugakov

Formation of ordered structures of exciton condensed phases in quantum wells.

3rd International Conference on Photo-induced phase transitions and cooperative phenomena. Osaka, Japan, November 11-15, 2008

### Фізика плазми:

A.Y. Pankin, Z. Mikic, S. Titov et al.

Magnetohydrodynamic modeling of the accretion disk corona

35th EPS Plasma Physics Conf., Hersonissos, Greece, June 9-13, 2008

K.P. Shamrai, E.N. Kudriavchenko

Effect of magnetic pumping on the heavy ion motion in a low-temperature plasma

X Int. Workshop “Plasma Electronics and New Acceleration Methods”, Kharkov, August 25-29, 2008

Ya.I. Kolesnichenko, V.V. Lutsenko, Yu.V. Yakovenko, A. Weller, H. Thomsen, A. Werner, J. Geiger

Theory of sub-GAM modes in toroidal plasmas and modelling of their observations in Wendelstein 7-AS

Int. Conf. & School on Plasma Phys. and Control. Fusion (Alushta), September 25-27, 2008

Yu.V. Yakovenko, Ya.I. Kolesnichenko, V.V. Lutsenko, A. Weller, A. Werner, H. Thomsen

Effect of the toroidal asymmetry of stellarator configurations on the structure of TAE modes

Int. Conf. & School on Plasma Phys. and Control. Fusion (Alushta), September 25-27, 2008

Ya.I. Kolesnichenko, V.V. Lutsenko, Yu.V. Yakovenko

Two-fluid description of Alfvén-drift and sound-drift modes in toroidal plasmas

Int. Conf. & School on Plasma Phys. and Control. Fusion (Alushta), September 25-27, 2008

K.P. Shamrai and E.N. Kudriavchenko  
Electromagnetic fields and heavy ion orbiting in a low-temperature plasma with a magnetic pumping  
Int. Conf. & School on Plasma Phys. and Control. Fusion (Alushta), September 25-27, 2008

A.A. Guryn  
Kink stability and resistive layer structure of internal kinks in the cylindrical plasma  
Int. Conf. & School on Plasma Phys. and Control. Fusion (Alushta), September 25-27, 2008

V.B. Taranov  
Symmetry constraints on the kinetic electron plasma waves  
4th Int. Conf. "Electronics and Applied Physics", Kyiv, October 23-25, 2008

### **Радіоекологія та радіобіологія:**

A. Berlizov, J. Magill  
Interactive Web Accessible Gamma-Spectrum Simulator  
Transactions, Nuclear Engineering Science and Technology, Budapest, Hungary, May 4 - 8, 2008

О.В. Гайдар, В.В. Тришин, Л.Є. Червона  
Концепція комплексної системи для оцінки впливу на навколишнє природне середовище дослідницьких ядерних установок на різних етапах їх життєвого циклу  
Международная конференция «Моделирование-2008», Киев, 14 - 16 мая 2008 г.

R. Dreher, C. Grammes, C. Zang, A. Berlizov  
Nucleonica Scripting

NEST<sup>et</sup> 2008 - Transactions, Nuclear Engineering Science and Technology, Budapest, Hungary, May 4 - 8, 2008

Н.Е. Зарубина  
Влияние радиационного загрязнения на репродуктивную систему высших грибов  
IV Міжнародна науково—практична конференція «Екологічна безпека: проблеми і шляхи вирішення», Алушта, 8 — 12 вересня 2008 р.

И.Н. Вишнеvский, П.Н. Ворона, В.В. Тришин  
Опыт и возможности для коммерческого использования научно-исследовательских установок ИЯИ НАН Украины  
IV ежегодная конференция CNCP (British Closed Nuclear Centers Programme) "Коммерческое использование экспериментальных установок в институтах ядерных исследований", Севан, Армения, 10-12 сентября 2008 г

О.Л. Зарубин  
Содержание короткоживущих радионуклидов в Каневском водохранилище и прилегающих к нему прибрежных экосистемах после аварии на ЧАЭС  
Международная научная конференция «Радиация и экосистемы», Гомель, Беларусь, 16 - 17 октября 2008 г.

Н.Е. Зарубина  
Загрязнение <sup>137</sup>Cs грибов-макромицетов после аварии на Чернобыльской АЭС  
Международная научная конференция «Радиация и экосистемы», Гомель, Беларусь, 16 - 17 октября 2008 г.

## Конференції, наради, проведені інститутом у 2008 р.

### Щорічна наукова конференція ІЯД НАН України, 21-24 січня 2008 р.

З метою підбиття підсумків наукової діяльності інституту за рік у ІЯД НАН України проводяться Щорічні наукові конференції. Чергова конференція відбулася 21-24 січня 2008 р. На конференції були представлені основні напрямки роботи інституту, а саме:

1. Ядерна фізика.
2. Атомна енергетика.
3. Радіаційна фізика та радіаційне матеріалознавство.
4. Фізика плазми.
5. Радіоекологія та радіобіологія.

У конференції взяли також участь фахівці з інших наукових установ України.

Були проведені пленарні засідання з оглядовими доповідями (30 хв.), та секційні паралельні засідання з оригінальними повідомленнями (10–15 хв.). Крім того, частину наукових робіт було

представлено на стендовій секції. Повну інформацію про конференцію розміщено на веб-сторінці

<http://www.kinr.kiev.ua/Annual/KINR2008/index.html>

#### Доповіді на пленарних засіданнях:

В.М. Коломієць. Актуальні проблеми ядерної фізики середніх енергій

О.Я. Дзюблик. Струс електронів при розпаді ядер

В.О. Яворський. Експериментальні та теоретичні дослідження з фізики іонів високих енергій на крупномасштабному європейському токамаці JET та розрахунки для реактору ITER

В.В. Кобичев. Дослідження сонячних нейтрино за допомогою детектора BOREXINO

### Міжнародна конференція «Актуальні проблеми ядерної фізики та атомної енергетики», 9 – 15 червня 2008 р.

З 9 по 15 червня в м. Києві відбулася Друга міжнародна конференція «Актуальні проблеми ядерної фізики та атомної енергетики» (NPAE-Kyiv2008). Організатори конференції – Національна академія наук України, Інститут ядерних досліджень Національної Академії наук України та фізичний факультет Київського Національного університету імені Тараса Шевченка. Організаційний та програмний комітети очолював директор Інституту ядерних досліджень НАН України академік Національної Академії наук України І.М. Вишневський.

Конференція була присвячена широкому колу питань, пов'язаних з проблемами, перспективами та новітніми досягненнями в дослідженні колективних процесів в атомних ядрах, ядерних реакцій при низьких та високих енергіях, структури ядра, рідкісних ядерних процесів, науковим досягненням в галузі нейтронної та реакторної фізики, отриманні ядерних даних для науки і техніки, атомної енергетики, розвитку експериментальних установок та детекторної техніки, а також застосуванню ядерно-фізичних технологій в промисловості, медицині та різних галузях науки, техніки і промисловості. Розглядалися наукові і практичні питання використання атомної енергії, розробки і застосування ядерних детек-

торів та використання ядерно-фізичних установок в наукових дослідженнях. Привернула до себе увагу доповідь про модернізацію системи контролю і управління ядерними реакторами представника ЗАТ «Радій» (м. Кіровоград). Демонстрація обладнання, встановленого цим підприємством на дослідницькому ядерному реакторі ІЯД НАН України, викликала безумовний інтерес всіх учасників конференції.

Велику зацікавленість вчених викликали виставки та інформація про обладнання для ядерних досліджень, представлені різними фірмами. Особливий інтерес привернула до себе виставка фірми «Каен», яка має науково-виробничі філіали в Італії, Німеччині і США, та виставка київської фірми «Атомкомплекссприлад».

Конференція отримала міжнародне визнання і привернула увагу науковців і фахівців з багатьох країн світу. В конференції взяли участь 277 делегатів, в тому числі 43 учасника з 19 країн далекого зарубіжжя (Австрії, Алжиру, Болгарії, Бразилії, Єгипту, Ізраїлю, Індії, Італії, Мексики, Німеччини, Північної Кореї, Польщі, Румунії, США, Турції, Фінляндії, Франції, Швеції, Японії) та 54 учасника з Білорусії, Вірменії, Казахстану, Росії, Узбекистану. Україну на конференції представляли 180 провідних вчених з інститутів

НАН України, закладів вищої освіти та науково-технічних установ Києва, Кіровограда, Одеси, Севастополя, Сум, Ужгорода та Харкова.

На 4 пленарних засіданнях конференції було виголошено 17 доповідей, впродовж 5 днів працювало 3 паралельні секції, на яких було зроблено 118 усних доповідей. Працювало 2 стендові секції, на яких було представлено 86 наукових повідомлень.

Повну інформацію про конференцію розміщено на веб-сторінці [www.kinr.kiev.ua/NPAE-Kyiv2008/index.html](http://www.kinr.kiev.ua/NPAE-Kyiv2008/index.html)

**Доповіді на пленарних засіданнях:**

Sigurd Hofmann. Study of superheavy elements at the GSI-ship

Livius Trache. Nuclear physics for astrophysics using radioactive nuclear beams: indirect methods

Alan Nichols. Maintaining the quality and credibility of large nuclear databases through extended multinational initiatives

Sven Aberg. Fluctuations of the nuclear pairing gap

Frank T. Avignone. III recent promising developments in zero-neutrino nuclear double-beta decay

Filip G.Kondev. K-isomers near and away the line of stability

Robin Forrest. Development of activation data libraries for fusion

Yousry Gohar. Experimental neutron source facility

Ivan Karnaukhov. Characteristics of neutron source based on subcritical assembly operated by accelerator. Scientific program of its use

Shalom Shlomo. Mean field approximation for finite nuclei and nuclear matter

Naftali Auerbach. Tests of time reversal symmetry and the structure of radioactive nuclei

Krzysztof Pomorski. Masses and fission barriers of atomic nuclei

Adam Sobiczewski. Fission barriers of heavy and superheavy nuclei

Sergiy Reshetytskyi. Complex modernization of the system of automatic regulation, control, operation and protection of research reactor WWR-M of Institute for nuclear research of NAS of Ukraine based on the equipment designed by RPC "Radiy"

Pierluigi Belli. First results from DAMA/LIBRA at Gran Sasso

Jouni Suhonen. Nuclear-structure calculations for the search of the neutrino mass and dark matter

Volodymyr Pavlovych. Slow nuclear fission wave reactor

**Доповіді співробітників інституту на секційних засіданнях**

V.I. Abrosimov, O.I. Davidovskaya. Vortex dipole response in the GDR energy region

V.A. Ageev, A.V. Belozarov, S.L. Bogomolov, I.N. Izosimov, S.S. Kandybey, V.I. Kirischuk, V.N. Loginov, Yu.N. Ranyuk, O.S. Shevchenko, L.P. Sidorenko, N.V. Strilchuk, I.N. Vishnevsky, V.A. Zheltonozhsky and V.I. Zhemenuk. New Approach to  $^{178m2}\text{Hf}$  Isomer Triggering

V.A. Ageev, I.E. Alexeev, V.I. Kirischuk, Yu.Ya. Petrushenko, E.A. Popov, V.V. Samartsev, N.V. Strilchuk and V.A. Zheltonozhsky. Study of Nuclear Superfluorescence and Quantum Interference in Gamma Optics

A.N. Annenkov, O.A. Buzanov, F.A. Danevich, A.Sh. Georgadze, S.K. Kim, H.J. Kim, Y.D. Kim, V.V. Kobychyev, V.N. Kornoukhov, M. Korzhik, J.I. Lee, O. Mishevitch, V.M. Mokina, S.S. Nagorny, A.S. Nikolaiko, D.V. Poda, R.B. Podviyanuk, D.J. Sedlak, O.G. Shkulkova, J.H. So, I.M. Solsky, V.I. Tretyak, S.S. Yurchenko,  $\text{CaMoO}_4$  scintillators for a  $2\beta$ -decay experiment with  $^{100}\text{Mo}$

P. Belli, R. Bernabei, N. Bukilic, F. Cappella, R. Cerulli, C.J. Dai, F.A. Danevich, J.R. de Laeter, A. Incicchitti, V.V. Kobychyev, S.S. Nagorny, S. Nisi, F. Nozzoli, D.V. Poda, D. Prosperi, V.I. Tretyak, S.S. Yurchenko, Investigation of  $\beta$  decay of  $^{113}\text{Cd}$

P. Belli, R. Bernabei, F. Cappella, R. Cerulli, C.J. Dai, F.A. Danevich, A. d'Angelo, A. Incicchitti, V.V. Kobychyev, S.S. Nagorny, S. Nisi, F. Nozzoli, D. Prosperi, V.I. Tretyak, S.S. Yurchenko, a decay of natural europium

P. Belli, R. Bernabei, R.S. Boiko, R. Cerulli, F.A. Danevich, S. d'Angelo, A. Incicchitti, V.V. Kobychyev, B.N. Kropivnyansky, M. Laubenstein, P.G. Nagorny, S.S. Nagorny, S. Nisi, D.V. Poda, D. Prosperi, O.G. Shkulkova, V.I. Tretyak, I.M. Vishnevskiy, S.S. Yurchenko, Preliminary results on the search for  $^{100}\text{Mo}$   $2\beta$  decay to the first excited  $0^*_1$  level of  $^{100}\text{Ru}$  (ARMONIA experiment)

P. Belli, R. Bernabei, F. Cappella, R. Cerulli, F.A. Danevich, A. Incicchitti, B.V. Grinyov, V.V. Kobychyev, V.M. Mokina, L.L. Nagornaya, S.S. Nagorny, S. Nisi, F. Nozzoli, D.V. Poda, D. Prosperi, V.I. Tretyak, S.S. Yurchenko, Search for  $2\beta$  processes in zinc and tungsten with the help of zinc tungstate crystal scintillators

P. Belli, R. Bernabei, R. Cerulli, F.A. Danevich, A. d'Angelo, V.I. Goriletsky, B.V. Grinyov, A. Incicchitti, V.V. Kobychyev, M. Laubenstein, V.M. Mokina, S.S. Nagorny, S. Nisi, D. Prosperi,

O.G. Shkulkova, V.I. Tretyak, Search for axions emitted in the solar pp-cycle by  ${}^7\text{Li}^*$

M. S. Borysova, V. O. Kyva, A. O. Lymanets, V. M. Militysya, V. M. Pugatch, J. M. Heuser. Silicon tracking system for the CBM experiment

V.V. Davydovsky, M.E. Dolinska, N.L. Doroshko, V.S. Olkhovsky, E. Recami. Recent Developments of Time Analysis of Nuclear Processes and Revealing of Some New Temporal Phenomena

V.Yu. Denisov, O.I. Davidovskaya. Elastic scattering of heavy nuclei and nucleus-nucleus potential with repulsive core

V.Yu. Denisov, A.A. Khudenko. Alpha-nucleus interaction potential

V.Yu. Denisov, V.A. Nesterov. Antisymmetrization and Pauli effects on nucleus-nucleus interaction potential

V.Yu. Denisov, N.A. Pilipenko. Fusion of two deformed nuclei

A.Ya. Dzyublik, G. Gosselin, N. Pillet, V. Meot. Coulomb excitation of nuclei in heated plasma

V.I. Grantsev, V.V. Davidovskyy, K.K. Kisurin, S.E. Omelchuk, G.P. Palkin, Yu.S. Roznyuk, B.A. Rudenko, L.S. Saltykov, V.S. Semenov, L.I. Slusarenko, B.G. Struzhko, V.K. Tartakovskii, V.A. Shytiuk. Investigation of region of highly excited states of medium nuclei for inelastic scattering of deuterons

O.O. Gritzay, V.M. Venedyktov, V.V. Koloty, A.I. Kyslitskyi, V.A. Libman, V.P. Shachov, O.O. Zavadskyi, M.V. Kapshutchenko. Automatized Installation for Scanning Area Distributions of Neutron Beam Intensity

O.O. Gritzay, V.M. Venedyktov, V.V. Koloty, A.I. Kyslitskyi, V.A. Libman, V.P. Shachov, O.O. Zavadskyi, M.V. Kapshutchenko. Automatized Spectrometric Installation for Investigation of Scattering Neutron Anisotropy

V.M. Kolomietz, S.V. Lukyanov, O.I. Davidovskaya. Isovector energy-weighted sums for hot nuclei in presence of relaxation processes

V.M. Kolomietz, A.I. Sanzhur. Symmetry energy for nuclei beyond the stability valley

V.I. Kirischuk, N.V. Strilchuk, I.N. Vishnevsky, V.A. Zheltonozhsky. Precise Measurements of the Energy for the First Excited State in  ${}^{197}\text{Au}$

Yu.E. Kozyr. Direct break-up  ${}^6\text{Li} \rightarrow d + \alpha$  in the collisions with  ${}^4\text{He}$  at  $E = 17.4$  MeV

A. Kurteva, V. E. Mitroshin. Beta-decay  ${}^{121}\text{I} \rightarrow {}^{121}\text{Te}$ ,  ${}^{123}\text{I} \rightarrow {}^{123}\text{Te}$ ,  ${}^{125}\text{I} \rightarrow {}^{125}\text{Te}$

A.I. Levon. Mass discrepancies for the thorium and uranium nuclei and the tungsten nuclei as follows from the (p,t) reactions

A.I. Levon, G. Graw, C. Guenther, Y. Eisermann, R. Hertenberger, N.Yu. Shirikova, A.V. Sushkov, H.-F. Wirth, N.V. Zamfir. Spectroscopy of  ${}^{230}\text{Th}$  in the (p,t) reaction

A.G. Magner, A.M. Gzhebinsky, S.N. Fedotkin. Semiclassical approach to the low-lying collective excitations in nuclei

S.P. Maydanyuk, V.S. Olkhovsky, N.V. Eremin, G. Fazio, G. Giardina *et al.* Bremsstrahlung Emission Accompanying Alpha-Decay of Deformed Nuclei

S.Yu. Mezhevych, A.T. Rudchik, K. Rusek, A. Budzanowski, V.M. Kyryanchuk, S. Kliczewski, E.I. Koshchy, Val.M. Pirnak, O.A. Ponkratenko, L. Głowacka, S.B. Sakuta, J. Choiński, B. Czech, I. Skwirczyńska, R. Siudak, A. Szczurek.  ${}^{14}\text{C}({}^{11}\text{B}, {}^{10}\text{Be}){}^{15}\text{N}$  reaction and  ${}^{10}\text{Be} + {}^{15}\text{N}$ -potential

O.V. Mykhailenko, O.S. Kovalchuk, V.M. Pugatch. Mass-spectrometer electronic focal plane based on microstrip metal detectors

V.A. Plujko, O.M. Gorbachenko, I.M. Kadenko, E.V. Kulich. Vibrational and rotational enhancement of nuclear level density

V.O. Romanyshyn, A.T. Rudchik, O.A. Ponkratenko, E.I. Koshchy, A. Budzanowski, S. Kliczewski, K. W. Kemper, K. Rusek, J. Choiński, B. Czech, L. Głowacka, S.Yu. Mezhevych, Val.M. Pirnak, I. Skwirczyńska, R. Siudak, A. Szczurek. Mechanism of  ${}^7\text{Li}({}^{10}\text{B}, {}^{10}\text{Be}){}^7\text{Be}$  reaction and  ${}^7\text{Be} + {}^{10}\text{Be}$ -potential

K.O. Terenetsky, V.P. Verbitsky, A.V. Babak. The model of light neutron rich nuclei elastic scattering

S.P. Tomchay, V.I. Sakhno, I.M. Vishnevsky, A.G. Zelinsky, O.V. Sakhno, T.V. Khrin. The problems of radiation methods usage of testing the NPP'S equipment

A.O. Valchuk, V.T. Kupryashkin, L.P. Sidorenko, O.I. Feoktistov, A.E. Borzakovsky, V.I. Kuts. The investigation of  $e^0$ - electron yields from the surface of target bombarded by  $\alpha$ -particles from the U-120 cyclotron

I.N. Vishnevsky, O.I. Davidovskaya, V.A. Zheltonozhsky, A.N. Savrasov, N.V. Strilchuk.  ${}^{196,198}\text{Au}$  and  ${}^{197}\text{Hg}$  isomer excitation.

I.N. Vishnevsky, O.I. Davidovskaya, V.A. Zheltonozhsky, N.V. Strilchuk. Investigation of  ${}^{232}\text{Th}$  and  ${}^{238}\text{U}$  photofission

P.M.Vorona, O.I.Kalchenko, V.G.Krivenko. Experimental investigations of neutron cross sections of Tungsten isotope atomic nuclei: radioactive  $^{181}\text{W}$  ( $T_{1/2}=121.2$  days) and stable  $^{180}\text{W}$ .

V.A. Zheltonozhsky, V.M. Mazur, Z.M. Bigan, D.M. Symochko. Excitation of Isomeric States of Rubidium Isotopes in Photoneutron Reactions

### Транс'європейська школа з фізики високих енергій, 3 – 9 липня 2008 р.

Транс'європейську школу з фізики високих енергій було проведено у м. Буймерівка Сумської області з 3 по 9 липня 2008 р. спільними зусиллями співробітників Інституту ядерної фізики (IN2P3, LAL, Orsay, група експерименту LHCb), ІЯД НАН України, Інституту прикладної фізики НАН України, Київського національного університету імені Тараса Шевченка, з метою підвищення кваліфікації молодих науковців, див. <http://events.lal.in2p3.fr/TESchool/>.

Тематика школи була такою:

- Стандартна модель та поза нею
- Інструментарій для фізики високих енергій
- Нейтринна фізика
- Фізика космічних частинок
- Важкі аромати та порушення комбінованої парності
- Техніка аналізу даних

Робота школи була організована таким чином: вранці читались лекції, а після обіду проводились тематичні семінари, практичні роботи та короткі виступи студентів (5 хв.).

Всього в роботі школи взяли участь 41 студент, у тому числі з України – 15 (з них – 2 учасники з ІЯД НАНУ), з Польщі – 11, Франції – 7,

Румунії – 2, Угорщини – 2, Хорватії – 2, Росії – 1, Швейцарії – 1.

#### Лекції та семінари:

Sébastien Descotes-Genon. Standard Model and beyond

Laurent Serin. Detectors for HEP

Marco Zito. Neutrino physics

Marie-Hélène Schune. Heavy quark

Sylvie Lees-Rosier. Astroparticle physics

Viatcheslav Sharyu. Tools for data analysis

Valery Pugatch. Interaction of nuclear environment (HERA-B/CBM/Kiev)

Adam Czermak. Silicon detectors and related VLSI electronics

Tadeusz Lesiak. B-factories

Ivica Puljak. Higgs search - legacy from LEP and Tevatron searches to LHC discovery

Piotr Zalewski. Beyond SM searches at LHC

Alexander Isayev. Modern cosmology and the problem of dark energy and dark matter

Sergey Barsuk. Calorimetry for future detectors

Stephane Monteil. News/highlights on particle physics in the last year

Michael Schmelling. QCD highlights

### Перша міжнародна нарада «Розробка низькофононих сцинтиляторів для проекту EURECA», 10 – 11 вересня 2008 р.

Перша міжнародна нарада «Розробка низькофононих сцинтиляторів для проекту EURECA» проходила 10–11 вересня 2008 р. у м. Київ. Нарада була організована та проведена відділом фізики лептонів Інституту ядерних досліджень НАН України. Інформація про нараду розміщена на веб-сайті <http://lpd.kinr.kiev.ua/rps08/>.

Низькофононі сцинтиляційні детектори застосовуються в експериментах, в яких досліджується подвійний бета–розпад, рідкісні альфа– та бета–розпади, потоки нейтрино від різних джерел, ведуться пошуки частинок темної матерії, рідкісних та гіпотетичних ядерних розпадів, вимірюється радіоактивна забрудненість зразків матеріалів та об'єктів природного середовища. Великомасштабний європейський проект EURECA (European Underground Rare Events

Calorimeter Array, <http://www.eureca.ox.ac.uk/>) спрямований на пошук темної матерії з чутливістю на два-три порядки вищою за досягнуту в сучасних експериментах. З цією метою планується побудувати детектор з чутливою масою близько тонни, в якому при температурах в кілька мК будуть працювати різні кристалічні сцинтилятори, а також детектори із кремнію і германію. Однією з найважливіших і найскладніших задач проекту є розробка сцинтиляційних кристалів з надзвичайно низьким вмістом радіоактивних ізотопів. Учені ІЯД НАНУ виступили з ініціативою проведення першої міжнародної наради для обговорення проблем розробки низькофононих сцинтиляційних матеріалів. Основними питаннями, які розглядалися на нараді, були: вимоги до радіоактивної чистоти та сцинтиляційних

властивостей детекторів для низькофонових експериментів; відбір та очищення сировини та синтез шихти для росту кристалів; ріст, відпалювання та обробка кристалів; вимірювання люмінесцентних та сцинтиляційних властивостей, радіоактивної чистоти сцинтиляторів; розробка нових сцинтиляційних матеріалів. У нараді прийняли участь учені з Білорусі, Великої Британії, Індії, Італії, Росії, Франції, а також представники ННЦ „ХФТГ” НАН України, Інституту сцинтиляційних матеріалів НАН України, Інституту монокристалів НАН України, НВО КАРАТ (Львів) та співробітники ІЯД НАН України – учасники колаборації EURECA. Було представлено 24 доповіді.

**Список доповідей:**

- H. Kraus. EURECA – an overview.
- F.A. Danevich, R&D of crystal scintillators with the level of radiopurity required by EURECA.
- P. de Marcillac. Our -short- experience at IAS and within ROSEBUD with radioactive contaminations in scintillating bolometers: uses & needs.
- M.A. Verdier. Cryogenic Scintillators for Dark Matter, Status of the SciCryo project.
- S. Pirro. Radiopure scintillators for Double Beta Decay searches.
- P.K. Raina. Tin as a candidate for low background experimentation: Some issues in Double Beta Decay.
- M. Korzhik. Tungstate and molybdate single-crystal scintillators development.
- L. Nagornaya. Research and development for alkali-earth tungstate and molybdate crystal scintillators to search for rare processes.

V.M. Mokina, Characterisation of scintillation crystals for cryogenic experimental search for rare events.

V. Mikhailik. Development of techniques for characterisation of scintillation materials for cryogenic applications at Oxford.

D. Spassky. Luminescence study of molybdates with cations of Li, Zn and Mg.

V. Degoda. Roentgen fluorescence of scintillation materials in wide temperature region.

F.A. Danevich, Radioactive contamination of crystal scintillators.

D. Grigoriev. Incidental radioactive background in BGO crystals.

A.S. Nikolaiko, Radioactive contamination of CaWO<sub>4</sub> crystal scintillators.

G. Stryganyuk. Effect of impurity segregation on the properties of single-crystal scintillators.

D.V. Poda, Investigation of radiopure ZnWO<sub>4</sub>.

V.V. Kobychyev, Geant4-based simulator for response of scintillation detectors with typical geometries.

A. Dossovitski. Raw materials for the production of low-background scintillation materials.

V. Shlegel. Growth of scintillation oxide crystals by the low thermal gradient Czochralski technique (LTG Cz).

A. Shcherban. Production of high-purity metals.

D. Solopikhin. Purification of cadmium and lead for low-background scintillators.

F.A. Danevich. Minutes of the workshop.

H. Kraus. Summary remarks.

**VI Українська конференція з обліку та контролю ядерного матеріалу,  
15-19 вересня 2008 р.**

Шоста щорічна українська конференція з обліку та контролю ядерного матеріалу проходила з 15 по 19 вересня 2008 р. на Чорнобильській АЕС у м. Славутич. Конференція була організована та проведена Учбовим центром з фізичного захисту обліку та контролю ядерних матеріалів Інституту ядерних досліджень НАНУ спільно з Міненерго США та Об'єднаним дослідницьким центром Європейської Комісії. Програма конференції охоплювала всі актуальні для України напрямки в галузі обліку та контролю ядерного матеріалу. Участь у конференції дала можливість спеціалістам з обліку та контролю ядерного матеріалу українських АЕС, дослідницьких інститутів, державних органів та інших організацій,

обмінятися досвідом, обговорити актуальні питання, які хвилюють усіх учасників. Інформацію про конференцію розміщено на веб-сторінці <http://www.mpca.kiev.ua/confer.htm>.

Учасниками конференції були 38 українських фахівців і 12 фахівців з Євросоюзу, США та СНД. На конференції було заслухано 29 доповідей, а саме:

A. Lazarev. Nuclear Non-Proliferation Control Regimes.

С. Лопатин. Миссия ISSAS в Украине: Рекомендации по усилению государственной системы учета и контроля ядерных материалов

Г. Пшакин. Образовательные возможности УМЦУК



А. Новиков. Ядерный материал ЧАЭС: состояние, проблемы, планы обращения с материалом

M. Davainis. Euratom Safeguards Application and Transition from the Bilateral Safeguards Agreement to the Trilateral One in Lithuania

А. Досимбаев. Опыт перевода Ташкентского исследовательского реактора Института ядерной физики на низкообогащенное ядерное топливо и статус AIMAS проекта

L. Duinslaeger. The Concept of Target Values for Measurement Uncertainties

В. Киришук. Измерение обогащения свежего ядерного топлива реакторов ВВЭР 1000

И. Сакунов. Перевод автоматизированной системы учета и контроля ядерного материала на установке AIMAS с 16-ти битовой на 32-х битовую операционную систему

О. Маслов. Применение методов пассивной томографии для верификации целостности ТВС

В. Недільніченко. Інформаційні ризики у сфері використання ядерної енергії

С. Монахов. Учёт малых количеств делящихся ядерных материалов на Игналинской АЭС

Л. Емец. Проблемы в области средств сохранения и наблюдения применительно к условиям объекта «Укрытие»

В. Зайцев. Учет и контроль ядерного материала при проведении поточных регламентных работ на объекте «Укрытие» и строительстве нового безопасного конфаймента

M. Masuda. Introduction of the INMM Japan Chapter and the Present State of the Nuclear Fields in Japan

О. Гурко. Взаимодействие систем учета и контроля и физической защиты на ядерных установках

К. Гушин. Опыт СНУЯЭиП в подготовке, переподготовке и повышении квалификации специалистов по физической защите, учету и контролю ядерных материалов

Т. Кузнецова. К вопросу интегрирования системы учета и контроля ядерных материалов и системы физической защиты в ННЦ ХФТИ

Е. Черныш. Дополнительный протокол. Отчетность государства. Практический опыт реализации основных требований и условий статей 2 и 3 Дополнительного протокола

А. Ванжа. Система учёта и физической защиты источников ионизирующего излучения и радиоактивных отходов в ННЦ ХФТИ

В. Дмитраш. Создание системы учета и контроля ядерных материалов малых количеств на ОП ЮУ АЭС

Т. Луданова. Система учета и контроля ядерных материалов в Институте ядерных исследований НАН Украины и модернизация системы обращения с отработанным ядерным топливом исследовательского реактора ВВР-М

Д. Черкашин. Сравнительный анализ документов государственной нормативно-правовой базы Украины в области учёта и контроля ЯМ

Р. Запорожец. Учёт и контроль ядерного материала в местах хранения «вне установок»

О. Атнюкова. Возможность контроля относительного содержания плутония и урана в МОХ-топливе по гамма-излучению плутония-239 и урана-238 в диапазоне энергий 740-800 кэВ

А. Мартынюк. Проблемы перевозки ядерных материалов

Ю. Калько. Учёт и контроль ядерного материала в «местах хранения вне установок»

К. Константинова. Опыт применения Дополнительного протокола как одной из составных частей системы учета и контроля ЯМ в Украине. Анализ существующих проблем и пути их решения

Д. Стукалов. Проблемные вопросы ведения учета и контроля ЯМ и обеспечение гарантий МАГАТЭ на уровне эксплуатирующей организации и установки

### **Нарада за результатами виконання цільової комплексної програми НАН України «Дослідження раннього Всесвіту, прихованої маси і темної матерії» «Космомікрофізика», 2007 – 2009 рр., 20 листопада 2008 р.**

Нарада за результатами виконання цільової комплексної програми НАН України «Дослідження раннього Всесвіту, прихованої маси і темної матерії» «Космомікрофізика», 2007 – 2009 рр. була проведена 20 листопада 2008 р. у м. Києві. Народа була організована та проведена відділом фізики лептонів Інституту ядерних досліджень НАНУ спільно з НАН України, Мініс-

терством освіти і науки України, Національним космічним агентством України. У роботі наради взяли участь 27 чоловік, що представляли Інститут ядерних досліджень НАНУ, Інститут теоретичної фізики НАНУ, Інститут математики НАНУ, Інститут прикладних проблем механіки і математики ім. Я.С. Підстригача НАНУ, Головну астрономічну обсерваторію НАНУ, Кримську

астрономічну обсерваторію, Радіоастрономічний інститут НАНУ, Київський національний університет ім. Тараса Шевченка та Астрономічну обсерваторію Київського національного університету ім. Тараса Шевченка, Астрономічну обсерваторію Львівського національного університету ім. Івана Франка, Астрономічну обсерваторію Одеського національного університету, Дніпропетровський національний університет, Міжнародний інститут соціоніки.

Були проведені пленарні засідання з оригінальними повідомленнями (15 хв.). Повну інформацію про конференцію розміщено на вебсторінці <http://lpd.kinr.kiev.ua/kmf08/>.

На нараді було всього представлено 20 доповідей, а саме:

А.О. Мінаков, В.М. Шульга. Поиск темной материи по результатам наблюдений гравитационно линзированных квазаров

В.Г. Вакулик. События микролинзирования в системе Q2237+0305: звезды или компактные объекты темной материи?

Н.Г. Чеснок, С.Г. Сергеев, І.Б. Вавилова. Оптика та рентгенівська змінність активних ядер галактик та оцінки мас центральних чорних дір

П.І. Фомін. Ефекти фізичного вакууму та додаткових вимірів простору-часу в квантовій космології та релятивістській астрофізиці

Ф.А. Даневич. Подвійний бета-розпад, нейтрино від Сонця, темна матерія, аксіони

Д.А. Якубовський. Спостережні обмеження на параметри стерильного нейтрино як кандидата на роль темної матерії

Б.С. Новосядлий, Ю.А. Кулініч, В.О. Пелих, О.М. Сергієнко. Формування великомасштабної

структури Всесвіту в космології з реконструйованим скалярним полем

О.І. Жук. Инфляция в многомерных космологических моделях

А.Г. Нікітін. Коваріантне формулювання моделі Керола-Філда-Яцківа з порушеною Лоренцевою симетрією та її нерелятивістська границя

О.П. Павленко. Тесная двойная система SDSS J0804: маленький ключ к большим загадкам

Я.В. Павленко. Коричневі карлики – кандидати на роль об'єктів темної матерії

Л.С. Пилюгін, Т.В. Никитюк. “Еволюція карликової галактики Fornax”

І.Б. Вавилова, О.В. Мельник, А.А. Еліїв. Астрофізичний аспект темної енергії

І.Б. Вавилова, О.В. Мельник, А.А. Еліїв. Вміст темної матерії в малонаселених групах галактик

В.Ю. Караченцева. Поиск возможных кандидатов в «темные галактики» в новом каталоге изолированных галактик 2MIG

Б.І. Гнатик, В.С. Березінський, Л. Задорожна. Космічні промені надвисоких енергій-протонна модель позагалактичного компонента; вклад космічних променів у темну матерію

Б.Ю. Жилієв. Короткі гамма спалахи як індикатори еволюційних сценаріїв за участю баріонної матерії

С.Б. Виноградов. Влияние массы объектов гало на динамический разогрев диска галактики

В.Д. Гладуш. Об особенностях взаимодействия заряженных частиц в общей теории относительности

О.М. Коптева, В.С. Каземір. Некоторые типы T-моделей и их геометрические и физические свойства

## МІЖНАРОДНЕ НАУКОВЕ ТА НАУКОВО-ТЕХНІЧНЕ СПІВРОБІТНИЦТВО

Протягом 2008 року Інститут ядерних досліджень продовжував міжнародне наукове та науково-технічне співробітництво в рамках угод між інститутами, співробітництва “відділ-відділ”, участі співробітників інституту в міжнародних проектах та грантах, особистих наукових контактів.

У 2008 році проводилися спільні дослідження з науковими установами таких країн:

### **Австралія:**

- Разом з Центром радіаційної медицини (Університет м. Ваолонгонг) проводиться розробка планарних нейтронних сенсорів;

### **Австрія:**

- з Міжнародним агентством з атомної енергії МАГАТЕ – відбувалися робочі зустрічі з регламентних питань ядерної та радіаційної безпеки, проводилися спеціальні навчальні та тренувальні курси, семінари з різних питань поводження з радіоактивними матеріалами та їх використання;

- проводилися спільні наукові дослідження з науковцями Інституту теоретичної фізики університету м. Інсбруку з питань фізики термоядерного синтезу.

### **Велика Британія:**

- Співробітники ІЯД беруть участь у підготовці великого європейського проекту EURECA – експерименту з пошуку гіпотетичних частинок темної матерії в процесах слабкої взаємодії;

- Співпрацюють з науковцями Калемського наукового центру (м. Абінгдон) з фізики термоядерного синтезу.

### **Італія:**

- в експериментальних лабораторіях університетів Рим I і Рим II та Національній лабораторії Гран Сассо продовжувалися спільні експерименти по пошуку подвійного  $\beta$ -розпаду;

- у Національній лабораторії Гран-Сассо Національного інституту ядерної фізики продовжується експеримент з реєстрації сонячних нейтрино шляхом нейтрино-електронного розсіювання в суперчистих рідких скінтіляторах (проект BOREXINO);

- на прискорювачах Південної ядерної лабораторії Національного інституту ядерної фізики (м. Катанія) виконано спільні експериментальні дослідження багаточастинкових реакції в експериментах на збігах з метою дослідження структури легких ядер, зокрема і нейтронно-надлишкових ізотопів.

### **Німеччина:**

- Спільно з науковцями Регенбургського університету (м. Регенсбург) проводилися дослідження колективних збуджень в ядрах в рамках квазікласичного підходу;

- в Науковому центр DESY (м. Гамбург) співробітники ІЯД брали участь в міжнародних проектах з фізики елементарних частинок, фізики прискорювачів та використання синхротронного випромінювання; продовжують аналіз отриманих експериментальних даних по проектам HERA-B та ZEUS;

- з науковцями Інституту Макса Планка виконувалися спільні дослідження поведінки високоенергетичних іонів в тороїдальних термоядерних пристроях в рамках проектів, що підтримуються Українським науково-технологічним центром;

- з природничими відділеннями Університетів м. Марбурга та м. Байрота досліджувалися теоретичні питання фізики органічних напівпровідників.

### **Польща:**

- Спільно з групами науковців Університету ім. М. Кюрі-Склядовської (м. Люблін), Університету ім. Неводнічанського (м. Краків), Інституту ядерних проблем ім. А. Солтана (м. Варшава) та Лабораторією важких іонів Варшавського університету (м. Варшава) продовжуються дослідження з фізики важких іонів, а у 2008 році однією з тем було дослідження з теорії ядра та взаємодії нестабільних легких ядер.

### **Південна Корея:**

- Національний університет Сеула (м. Сеул) та ІЯД проводять спільні роботи по підготовці експериментів по пошуку подвійного  $\beta$ -розпаду.

### **Республіка Білорусь:**

- з Інститутом ядерних проблем (м. Мінськ) досліджувалися характеристики скінтіляторів для експериментів пов'язаних з пошуком подвійного  $\beta$ -розпаду .

### **Республіка Казахстан:**

- Продовжувалися спільні дослідження реакцій взаємодії легких ядер з ізотопами з області середніх атомних мас з Інститутом ядерної фізики Національного ядерного центру.

### **Республіка Узбекистан:**

- В рамках проекту, що підтримується Українським науково-технологічним центром, спільно з Інститутом ядерної фізики (м. Улугбек) виконуються дослідження та технологічні розробки для формування на існуючих ядерно-фізичних

установках інститутів (реактори та циклотрони) науково-технічної бази по виробництву радіоізотопної продукції для потреб різних сфер використання: науки, медицини, промисловості та інших прикладних застосувань.

**Республіка Хорватія:**

- Спільно з науковцями Інституту Р. Божковича (м. Загреб) проводяться дослідження структури легких нейтронно надлишкових ядер.

**Росія:**

- Спільно з науковцями Об'єднаного інституту ядерних досліджень (м. Дубна) ІЯД проводить теоретичні та експериментальні дослідження структурних особливостей легких ядер, ядер, відділених від лінії стабільності, та реакцій з їх участю.

- Разом з Інститутом теоретичної та експериментальної фізики, Інститутом сталі та сплавів РАН та Об'єднаним інститутом ядерних досліджень проводилася розробка сцинтиляторів для дослідження процесів подвійного  $\beta$ -розпаду та інших рідкісних явищ;

- З Російським дослідницьким центром „Інститут ім. Курчатова” (м. Москва) виконувалися спільні роботи з фізика важких іонів;

- З науковцями Фізико-енергетичного інституту (м. Обнінськ) проводилися спільні роботи з питань фізичного захисту, обліку та контролю ядерних матеріалів.

**США:**

- За підтримки Національної адміністрації з ядерної фізичної безпеки Міністерства енергетики США виконувалися спільні проекти з модернізації та використання дослідницького ядерного реактора ВВР-М;

- з науковцями Циклотронного інституту Техаського університету успішно продовжувалися дослідження в рамках мікроскопічних та макроскопічних підходів в теорії атомного ядра;

- спільно з Національною ядерною лабораторією (м. Аргон) продовжувалася підготовка спеціалістів для з проблем фізичного захисту ядерних матеріалів для різних відомств, що мають відношення до атомної енергетики в країнах СНД;

- на прискорювачах університет штату Флориди (м. Теллахассі) у 2008 р. проводилися дослідження з фізика взаємодії важких іонів.

**Франція:**

- Співробітники інституту беруть участь в довготривалому міжнародному проекті *NEMO* (*Neutrino Ettore Majorana Observatory*) та *SuperNEMO* по пошуку подій безнейтринного подвійного  $\beta$ -розпаду, що можуть ідентифікувати нейтрино як майоранівську частинку. В ек-

периментах очікується досягти чутливості до маси нейтрино на рівні 0.05 еВ.

- З ядерним центром CEA/DAM проводяться теоретичні дослідження в області фізики плазми.

**Чеська Республіка:**

- За замовленням Інституту ядерних досліджень (м. Ржеж) впроваджується, розроблена в ІЯД, методика дозиметрії корпусів енергетичних реакторів ВВЕР.

**Швейцарія:**

- В рамках Європейської організація з ядерних досліджень (CERN) співробітники ІЯД беруть участь у міжнародному проекті LHCb та в інших проектах, зокрема дослідження радіаційної стійкості напівпровідникових детекторів.

**Швеція:**

- з науковцями відділенням математичної фізики Університету м. Лунду співробітниками відділу теорії ядра досліджувалися процеси ядерного колективного руху з великою амплітудою;

- з університетом м. Лінчепінг спільно виконувалися дослідження за проектом „Плазмові ефекти в періодичних та аперіодичних структурах наночастинок”.

**Японія:**

- з науковцями Університету Кюшу (м. Фукуока) та Токійського університету сільського господарства і технологій проводилися дослідження з фізики геліконних джерел плазми високої густини.

Слід відзначити співробітництво Українського центру ядерних даних з Секцією ядерних даних МАГАТЕ. В рамках цього співробітництва виконано компіляцію експериментальних даних про взаємодію ядер з нейтронами, зарядженими частинками та фотонами, отриманих українськими вченими та опублікованих в українських та закордонних наукових журналах і виданнях, представлено їх в форматі EXFOR для включення до світового банку експериментальних даних CSISRS, здійснювалось розповсюдження в Україні міжнародних баз ядерних даних CINDA, EXFOR, тощо.

У поточному році також необхідно відзначити роботу центру INIS. Робота Українського центру INIS направлена на ознайомлення міжнародної спільноти з найновішими роботами українських вчених з ядерної тематики. Центр активно приймав участь в розповсюдженні наукової інформації INIS в Україні (ХФТІ, інститути НАН України, університети) та поза межами України (Росія, Бразилія, Австрія, МАГАТЕ).

У 2008 році Навчальним центром з фізичного захисту обліку та контролю ядерного матеріалу

ім. Джоржа Кузмича було виконано роботи, заплановані по бюджетній темі «Розробка та впровадження заходів з підвищення ефективності систем фізичного захисту дослідницького реактора, ядерних матеріалів і збереженості інших джерел іонізуючого випромінювання ІЯД НАН України». Також, проведено «Шосту Українську конференцію з обліку та контролю ядерних матеріалів», 21 навчальних курсів, з них 6 - міжнародні, та 4 наради.

Загалом у 2008 році у навчальних курсах, семінарах і нарадах, що проходили у Навчальному центрі взяли участь 520 осіб (з них 125 іноземці фахівці) - це менеджери проектів, висококваліфіковані експерти та лектори з країн дальнього та ближнього зарубіжжя, що навчали й ділилися досвідом роботи з українськими фахівцями в галузі атомної енергії, екології, фізичного захисту та радіаційного матеріалознавства на базі Навчального центру з фізичного захисту, контролю та обліку ядерного матеріалу ім. Джоржа Кузмича.

Навчальний центр співпрацює з багатьма національними лабораторіями США (Сандійськи-

ми, Аргонською, Лос-Аламосською, Брукхевенською та Північно-Західною Тихоокеанською), та з МАГАТЕ в сфері підвищення рівня фізичного захисту, обліку та контролю ядерного матеріалу в Україні.

В 2008 році Інститут ядерних досліджень прийняв 149 іноземних вчених з США, Австрії, Франції, Німеччини, Великобританії, Польщі, Ізраїлю, Чехії, Кореї, Бельгії, Італії, Фінляндії. В червні 2008 р. Інститутом було проведено другу Міжнародну конференцію «Актуальні проблеми ядерної фізики та атомної енергетики», в якій взяли участь більше 100 іноземних вчених. Проведено Першу міжнародну нараду „Розробка низькофонових сцинтиляторів для проекту EURECA RPSCINT”. Проведено 5 регіональних курсів МАГАТЕ, в яких брали участь біля 100 іноземних представників. Інститут брав участь у проведенні міжнародної школи для молодих науковців з фізики високих енергій.

## Авторський покажчик / Author index

- Абросімов В. І. 34  
Агеєв В. А. 133  
Азаров С. І. 163, 164  
Арцимович М. В. 89, 160  
Бабак О. В. 41  
Барабаш Л. І. 98, 165, 172  
Бездробна Л. К. 167  
Белюскіна О. О. 56, 58  
Бердніченко С. В. 98, 165, 172  
Березін Ф. Н. 90  
Берлізов А. М. 134, 167  
Бондар В. М. 160  
Бондаренко Т. В. 171  
Борзаковський А. Е. 159  
Борисова М. С. 84, 87, 88  
Буканов В. Н. 164  
Вальчук А. А. 159  
Варенцов М. Д. 99, 164, 165  
Варніна В. І. 98, 165, 172  
Васильєва Е. Г. 164  
Василькевич А. А. 163  
Вербицький В. П. 41  
Верцімаха Г. В. 108, 165  
Вишневецький І. М. 61, 64, 65, 109, 159, 160, 169, 173  
Вірко В. Ф. 117, 118  
Вірко Ю. В. 118  
Власукова Л. А. 171  
Вознюк Ю. С. 56  
Войтенко Л. М. 129, 166  
Войтер А. П. 90, 91, 169  
Ворона П. М. 134, 173  
Воронін М. І. 90  
Гаврюшенко Д. А. 171  
Гайдар О. В. 135, 136, 173  
Гайдар Г. П. 99, 164, 165  
Голиней І. Ю. 105, 172  
Голобородько В. Я. 113, 116  
Головач Л. А. 147  
Головач А. І. 147  
Гранцев В. І. 56, 58, 160, 164, 169  
Григоренко О. Д. 41  
Гриневич Ю. П. 137  
Гриник Э. У. 100  
Гроза А. А. 98, 165, 172  
Гулик В. И. 164  
Давидовська О. І. 34, 64, 160  
Давидовський В. В. 56, 160, 164, 169  
Даневич Ф. А. 170  
Демехин В. Л. 164  
Денисов В. Ю. 159  
Дідковський В. І. 133  
Долголенко О. П. 99, 164, 165  
Драпей С. С. 159  
Дрозд І. П. 167  
Дряпаченко І. П. 57, 171  
Дубовой В. К. 172  
Дьяков А. Г. 164  
Желтоножская М. В. 61, 63, 159  
Желтоножский В. А. 61, 63, 64, 65, 159, 160, 169  
Зарубина Н. Е. 148, 167, 173  
Зарубін О. Л. 145, 146, 147, 167, 173  
Зелинский А. Г. 92, 109, 165  
Льїн А. П. 46  
Кива В. О. 84, 86, 87, 88  
Кириченко Г. С. 117, 118  
Кібкало Т. І. 165  
Кібкало Ю. В. 160  
Кір'янчук В. М. 160  
Кісурін К. К. 56, 58, 160  
Кісурін В. О. 90, 164, 169  
Коваленко В. В. 109, 169  
Ковальов О. М. 90  
Ковальчук О. С. 85, 86, 87  
Козырь Ю. Е. 42  
Колесниченко Я. І. 112  
Конорева О. В. 165  
Корж І. О. 159, 160  
Костин Е. Г. 130, 131, 166  
Костюк В. А. 145, 147, 167  
Куправа О. М. 96  
Купряшкин В. Т. 159, 160  
Куртева А. А. 40  
Куц В. І. 159  
Ламанець А. О. 84, 88  
Ластовецький В. Ф. 165, 172  
Лашко А. П. 138, 139, 159, 160, 164, 169  
Лашко Т. Н. 139, 160, 164, 169  
Левченко Н. І. 133  
Лиманець А. О. 160  
Липский И. И. 164  
Липська А. І. 167  
Литвиненко А. Н. 164  
Литвинський А. Л. 58  
Литовко И. В. 128, 166  
Литовченко О. П. 165, 172  
Литовченко П. Г. 98, 99, 164, 165, 172  
Лобач Ю. М. 168  
Луценко В. В. 112  
Лучкевич М. М. 165  
Лютый І. М. 142  
Мазина Н. И. 164  
Мазний І. О. 89, 90, 160  
Макаровский В. Н. 164  
Малюк І. А. 134, 147  
Малюта Ю. М. 47, 159  
Марценюк Л. С. 53  
Марченко Л. С. 98, 165, 172  
Межевич С. Ю. 160  
Митрохович М. Ф. 66, 160  
Михайленко О. В. 86, 131  
Михайлівський В. В. 104, 105, 108, 165, 172  
Михайлюк В. П. 43, 159  
Михтонюк Ю. А. 135  
Міліція В. М. 84, 88  
Можжухін Е. М. 57  
Момот А. И. 171  
Николайко А. С. 170  
Обиход Т. В. 47, 159  
Омельчук С. С. 56, 58, 160, 164, 169  
Оніщук Ю. М. 160  
Охріменко О. В. 85  
Охріменко О. Ю. 87, 88  
Павленко Є. О. 171  
Павлович В. М. 90, 93, 156, 157, 163, 164, 171  
Павловська Н. Т. 165  
Павловський Ю. В. 165, 172  
Паламарчук В. І. 143  
Палкін Г. П. 56, 58, 160, 164, 169  
Паньків І. С. 165  
Пасічний А. П. 45  
Петренко І. В. 165  
Пилипенко М. О. 159  
Писанко Ж. І. 96  
Пінковська М. Б. 165, 171, 172  
Пірнак В. М. 160  
Плюйко В. А. 159, 160, 169  
Пода Д. В. 170  
Поздняков Ю. А. 47  
Полівцев Л. А. 165, 172  
Полозов Б. П. 131  
Понкратенко О. А. 160  
Порицкий П. В. 132  
Пристапа С. В. 160  
Пугач В. М. 84, 85, 86, 87, 88, 131, 160, 164  
Ревка В. Н. 100  
Резник С. М. 116  
Рознюк Ю. С. 58, 160, 164, 169

- Романишин В. О. 160  
 Руденко Б. А. 56, 58, 160, 164, 169  
 Рудик О. Ф. 134  
 Рудчик А. А. 160  
 Рудчик А. Т. 160  
 Рязанов В. В. 171  
 Саврасов А. Н. 64, 65, 159, 160  
 Садовников Л. В. 61  
 Салтиков Л. С. 56, 160, 164, 171  
 Сахно О. В. 97  
 Сахно В. И. 109  
 Сахно А. В. 109  
 Сваричевська О. В. 168  
 Селішев П. О. 163, 171  
 Семенов В. С. 56, 58, 160, 169  
 Сидоренко Л. П. 159, 160  
 Скляр М. Т. 159, 160  
 Слисенко В. И. 163, 164, 171  
 Слободян В. М. 117, 118  
 Слюсаренко Л. И. 56, 58, 160, 169  
 Соколов А. М. 144, 160  
 Сорока В. І. 89, 160  
 Старчик П. Д. 132  
 Старчик М. І. 98, 165, 172  
 Стрильчук Н. В. 159, 160, 169  
 Стружко Б. Г. 56, 58, 160, 169  
 Сугаков В. Й. 105, 108, 165, 172  
 Тартаковський В. К. 44, 56, 159, 160, 169  
 Таратачник В. П. 165  
 Телецька С. В. 137, 147  
 Теренецький К. О. 41  
 Токарев В. П. 160  
 Толочко Л. О. 133  
 Томчай С. П. 109  
 Тришин В. В. 134, 135, 168, 173  
 Улещенко В. В. 160  
 Федорович О. А. 129, 131, 166  
 Федоткин С. Н. 33  
 Феоктистов О. І. 67, 159, 160  
 Фурса А. Д. 159  
 Халова Н. В. 109  
 Хвастунов О. В. 57  
 Хіврич В. І. 171, 172  
 Хотяинцева Е. Н. 93, 164  
 Хрин Т. В. 109  
 Чаус А. В. 85  
 Червонна Л. Є. 135, 173  
 Шамрай К. П. 117, 118  
 Шаповалова И. П. 159  
 Шевцова О. М. 106  
 Шевченко С. В. 171  
 Шитюк В. А. 56, 58, 160, 169  
 Яворський В. О. 113, 116  
 Яковенко В. М. 87  
 Яковенко Т. І. 160  
 Яковенко Ю. В. 112  
 Abrosimov V. I. 27, 162, 175  
 Ageev V. A. 175  
 Aleshin V. P. 29  
 Anokhin I. E. 107, 172  
 Aushev V. E. 83  
 Babak A. V. 176  
 Berlizov A. N. 168, 173  
 Boiko R. S. 72, 79, 81  
 Borisova M. 161  
 Borzakovsky A. E. 176  
 Bukanov V. N. 170  
 Chernyuk A. A. 172  
 Chyrko L. I. 101  
 Danevich F. A. 72, 73, 74, 77, 78, 79, 80, 81, 82, 161, 162, 163, 169, 175, 176  
 Davidov S. V. 126  
 Davidovskaya O. I. 36, 51, 175, 176  
 Davidovsky V. V. 169, 176  
 Denisov V. Yu. 36, 37, 38, 39, 176  
 Dolinska M. E. 51, 17  
 Dolinskii A. 170  
 Doroshko N. L. 51, 176  
 Dyemokhin V. L. 170  
 Dzyublik A. Ya. 35, 165, 176  
 Fedotkin S. N. 162, 176  
 Feoktistov O. I. 176  
 Fesenyuk O. P. 110  
 Fishchuk I. I. 103, 165  
 Foursat A. D. 54  
 Georgadze A. Sh. 162  
 Grantsev V. I. 169, 176  
 Gritzay O. O. 170, 171, 176  
 Grynik E. U. 101  
 Grytsenko O. V. 170  
 Gurin A. A. 120, 173  
 Gzhebinsky A. M. 28, 162, 176  
 Iakovenko V. M. 161, 171  
 Ivanitsky P. G. 170  
 Ivanyuk F. A. 30, 31, 161, 162, 169  
 Kalchenko A. I. 170, 177  
 Kapshutchenko M. V. 176  
 Khivrych V. I. 172  
 Khotyaintsev V. M. 164  
 Khotyaintseva E. M. 164  
 Khrin T. V. 97, 176  
 Khudenko A. A. 38, 176  
 Kibkalo Yu. V. 62, 161  
 Kirischuk V. I. 175, 176  
 Kisurin K. K. 62, 169, 176  
 Klimova N. A. 170, 171  
 Kobychев V. V. 72, 73, 74, 75, 76, 77, 78, 79, 80, 81, 161, 162, 169, 175, 176  
 Kolesnichenko Ya. I. 110, 111, 166, 172  
 Kolomietz V. M. 24, 25, 26, 160, 161, 162, 176  
 Koloty V. V. 170, 176  
 Korbetsky E. A. 170  
 Korzh I. O. 54, 55  
 Kovalchuk O. S. 161, 171, 176  
 Kovalev A. V. 170  
 Kozyr Yu. E. 176  
 Krivenko V. G. 177  
 Krivenko-Emetov Ya. D. 163  
 Kropivnyansky B. N. 72, 175  
 Krotenko V. V. 170  
 Kudriavchenko E. N. 166  
 Kupryashkin V. T. 176  
 Kurteva A. O. 176  
 Kuts V. I. 176  
 Kyryanchuk V. M. 59, 60, 176  
 Kyslitskyi A. I. 176  
 Kyva V. O. 161, 176  
 Lashkin V. M. 121, 122, 123, 125, 166, 167  
 Lashko A. P. 68  
 Lashko T. N. 68  
 Lev S. B. 102, 165  
 Levon A. I. 69, 70, 71, 162, 176  
 Libman V. A. 170, 176  
 Litovko I. 127, 166, 167  
 Litvinenko O. 158  
 Lobach Yu. N. 140, 141  
 Ludanova T. G. 141  
 Lukyanov S. V. 26, 176  
 Lutsenko V. V. 111, 166, 172  
 Lymanets A. O. 176  
 Lysenko M. V. 141  
 Magner A. G. 28, 162, 176  
 Majernikova E. 164  
 Makarovskiy V. N. 141  
 Malyuk I. A. 168  
 Marchenko V. S. 114, 115, 166  
 Maydanyuk S. P. 49, 50, 161, 162, 176  
 Mezhevych S. Yu. 60, 176  
 Mikhailov L. V. 62  
 Militysya V. M. 176  
 Mokina V. M. 73, 77, 78, 79, 80, 81, 161, 162, 175, 176  
 Mykhailenko O. V. 171, 176  
 Nagorny S. S. 72, 73, 77, 79, 80, 81, 161, 162, 175, 176  
 Nesterov V. A. 37, 176

- Nikolayko A. S. 79, 162, 175, 176  
Okhrimenko O. 161, 162, 171  
Olkhovsky V. S. 48, 49, 51, 52, 160, 161, 162, 176  
Omelchuk S. E. 169, 176  
Onischuk V. A. 69  
Palkin G. P. 169, 176  
Panchenko V. G. 126, 167  
Pankin A. Yu. 167  
Pasichny A. P. 110  
Pavlenko V. N. 126, 167  
Pavlovych V. M. 94, 158, 164, 175  
Pilipenko N. A. 39, 176  
Pirnak Val. M. 60, 176  
Plujko V. A. 32, 161, 176  
Poda D. V. 72, 73, 77, 78, 79, 161, 162, 175  
Podviiyanuk R. B. 78, 79, 81, 162, 175  
Polischuk O. G. 72, 79, 80  
Ponkratenko O. A. 59, 60, 176  
Pravdivy M. M. 55  
Prystupa S. V. 83  
Pshenychnyi N. 170  
Pugatch S. M. 170  
Pugatch V. M. 83, 161, 162, 171, 176  
Pylypchenko Yu. V. 83, 161  
Radionov S. V. 25, 160, 162  
Revka V. N. 101, 172  
Reznik S. N. 114  
Romanyshyn V. O. 59, 60, 176  
Roznyuk Yu. S. 169, 176  
Rudchik A. T. 59, 60, 176  
Rudchik A. A. 60  
Rudenko B. A. 169, 176  
Ryazanov V. V. 94, 95, 149, 150, 151  
Sajeniouk A. D. 168  
Sakhno O. V. 97, 176  
Sakhno V. I. 97, 176  
Saltykov L. S. 169, 176  
Sanzhur A. I. 24, 161, 176  
Savrasov A. N. 176  
Selishchev P. A. 170  
Semenov V. S. 62, 169, 176  
Shachov V. P. 176  
Shamrai K. P. 119, 166, 172  
Shevel V. N. 141  
Shevtsova O. N. 166  
Shituk V. A. 62, 169, 176  
Shkulkova O. G. 79, 162, 163, 175, 176  
Shpyrko S. G. 94, 152, 153, 154, 155, 164  
Sidorenko L. P. 176  
Sklyar M. T. 54, 55  
Slisenko V. I. 170, 171  
Slusarenko L. I. 169, 176  
Spivak V. Yu. 165  
Strilchuk N. V. 175, 176  
Struzhko B. G. 169, 176  
Sugakov V. I. 102, 165, 172  
Taranov V. B. 124, 167, 173  
Tartakovskii V. K. 169, 176  
Terenetsky K. O. 176  
Tokarev V. P. 62  
Tomchay S. P. 97  
Tretyak V. I. 72, 73, 74, 77, 78, 79, 80, 81, 82, 161, 162, 175, 176  
Utyuzh V. V. 165  
Valchuk A. O. 176  
Vasilkevich A. A. 170, 171  
Vassiliev Yu. O. 83  
Vasylyeva E. G. 170  
Venedyktov V. M. 170, 176  
Verbitsky V. P. 176  
Vetsimakha G. V. 102, 165  
Vishnevsky I. M. 72, 78, 97, 175, 176  
Vorona P. M. 177  
Yakimenko A. I. 123, 125, 166  
Yakovenko Yu. V. 110, 111, 166, 172  
Yavorskij V. A. 167  
Yurchenko S. S. 72, 73, 78, 162, 175  
Zaliznyak Yu. A. 123, 125, 166  
Zavadskyi O. O. 176  
Zelinsky A. G. 97, 176  
Zheltonozhsky V. A. 175, 176  
Zinets O. S. 107, 165, 172



Наукове видання

**ЩОРІЧНИК - 2008**

Комп'ютерна верстка *Ф.О. Іванюк, О.Д. Григоренко*

Підписано до друку 19.02.09. Формат 60×88 / 8. Ум.-друк. арк. 14.6  
Тираж 200 прим. Зам. № 1

Інститут ядерних досліджень НАН України. 03680, м. Київ, проспект Науки, 47



The 2nd International Conference „Current Problems in Nuclear Physics and Atomic Energy“, June 9 - 15, 2008, Kyiv, UKRAINE