

НАЦІОНАЛЬНА АКАДЕМІЯ НАУК УКРАЇНИ  
ІНСТИТУТ ЯДЕРНИХ ДОСЛІДЖЕНЬ



**ЩОРІЧНИК - 2009**

---

**ANNUAL REPORT - 2009**

INSTITUTE FOR NUCLEAR RESEARCH  
NATIONAL ACADEMY OF SCIENCES OF UKRAINE

НАЦІОНАЛЬНА АКАДЕМІЯ НАУК УКРАЇНИ  
ІНСТИТУТ ЯДЕРНИХ ДОСЛІДЖЕНЬ

## **ЩОРІЧНИК - 2009**

---

## **ANNUAL REPORT - 2009**

INSTITUTE FOR NUCLEAR RESEARCH  
NATIONAL ACADEMY OF SCIENCES OF UKRAINE

Київ - 2010

У Щорічнику подається інформація про фундаментальні, науково-технічні та прикладні роботи, що виконувались в Інституті ядерних досліджень НАН України в 2009 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 2009 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 2009. 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 2009, 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, А.К. Гримало, Г.В. Верцімаха, О.І. Якименко, Н.Є. Зарубіна, О.Д. Григоренко, Л.М.Троян

Editorial board:  
F.O. Ivanyuk (head), S.M. Fedotkin (deputy), V.V. Ostashko, A.K. Grymalo, G.A. Vertsimakha, O.I. Yakimenko, N.E. Zarubina, O.D. Grygorenko, L.M. Troyan

Друкується за постановою вченої ради інституту  
© Інститут ядерних досліджень НАН України, 2010

---

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

Протягом 2009 року в інституті продовжувалися експериментальні та теоретичні наукові роботи за напрямками досліджень інституту, а також приділялося багато уваги модернізації основного експериментального обладнання. Так, у 2009 році було завершено роботи по введенню в експлуатацію нового басейну витримки відпрацьованого ядерного палива та виконано інші роботи з модернізації обладнання та експериментальних установок на дослідницькому ядерному реакторі та в „гарячих камерах”. Отримано ліцензію на експлуатацію реактора до 2014 року, розпочата підготовка технічного завдання на будівництво нового дослідницького реактора. Отримано санітарні паспорти на наступні три роки експлуатації ізохронного циклотрона У-240 та тандем-генератора ЕГП-10К. Отримано санітарний паспорт на експлуатацію лабораторії доклінічної перевірки фармпрепаратів. Створено новий науковий відділ радіоекології та радіобіології. Переатестовано ряд методик та отримано ліцензії на специфічні роботи з високоактивними матеріалами на наступний термін.

У 2009 році інститут продовжував виконувати регламентні роботи з супроводу безпечної експлуатації корпусів реакторів та обладнання діючих енергетичних блоків АЕС України.

В середині 2009 році Президія НАН України провела комплексну перевірку наукової та науково-організаційної роботи інституту за попередні п'ять років, відзначила роботу інституту як позитивну та затвердила наукові напрямки фундаментальних наукових та прикладних досліджень: ядерна фізика, атомна енергетика, радіаційна фізика та радіаційне матеріалознавство, фізика плазми, радіоекологія та радіобіологія.

Протягом 2009 року основні експериментальні дослідження проводилися в складі міжнародних наукових колективів і стосувалися досліджень в області високих енергій, подвійного бета-розпаду, досліджень кластерних станів протонно- та нейтроннонадлишкових ядер, фізики важких іонів.

В області теоретичних досліджень властивостей атомного ядра та ядерних процесів співробітниками інституту отримано оригінальні результати, що стосуються динаміки поділу важких



та надважких ядер, взаємодії важких іонів, запропоновано додаткові правила відбору для мультипольних переходів в ядрах.

В області фізики плазми та термоядерного синтезу виявлено нове явище – каналовання енергії та імпульсу при збудженні нестійкості плазми енергійними іонами.

В області радіаційної фізики досліджувалися властивості матеріалів під дією різних типів опромінення.

Наукові дослідження в області атомної енергетики відносяться до досліджень перспективних ядерних реакторів, підготовки методик та баз даних для різних проблем ядерної енергетики, проблем продовження ресурсу діючих реакторів АЕС України.

Інститут провів у 2009 році ряд міжнародних наукових шкіл, нарад, семінарів, був співорганізатором та організатором міжнародних та українських наукових конференцій, зокрема конференції МАГАТЕ з проблем термоядерного синтезу.

Більш детальна інформація про найважливіші наукові здобутки співробітників інституту за 2009 рік 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. . . . .	11
Анотації робіт за напрямками	
Ядерна фізика. . . . .	13
Атомна енергетика. . . . .	90
Радіаційна фізика та радіаційне матеріалознавство. . . . .	103
Фізика плазми. . . . .	114
Радіоекологія та радіобіологія. . . . .	138
Загальні проблеми фізики. . . . .	152
Публікації в реферованих журналах. . . . .	157
Доповіді на міжнародних конференціях. . . . .	169
Конференції, наради, проведені інститутом у 2009 році. . . . .	175
Міжнародне співробітництво . . . . .	180
Персоналії. . . . .	183
Авторський покажчик. . . . .	184

## Contents

	page
The history and main scientific achievements of the institute	5
Divisions of the institute. . . . .	11
Abstracts of works in the field of	
Nuclear physics. . . . .	13
Atomic energy. . . . .	90
Radiation physics and radiation material science. . . . .	103
Physics of plasma. . . . .	114
Radiation ecology and biology. . . . .	138
Common problems of physics	152
Publications in the refereed journals. . . . .	157
The talks at the international conferences. . . . .	169
The conferences and workshops, organized by the institute in 2009 . . . . .	175
International cooperation. . . . .	180
Personalia. . . . .	183
Author index . . . . .	184

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

1 червня 2010 р. виповнюється 40 років Інституту ядерних досліджень НАН України, а в лютому 2010 р. – 50-річчя експлуатації дослідницького ядерного реактора інституту.

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

Цей напрямок досліджень було продовжено в Інституті фізики АН УРСР, де ще в 1944 р. було створено відділ для вирішення ряду питань ядерної фізики та використання атомної енергії. Для виконання запланованих робіт послідовно, протягом короткого періоду в 10 років 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 було одержано важливі результати, що підтвердили актуальність вивчення ядерних процесів.

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

Ініціатором створення ІЯД та першим його директором став академік АН УРСР Митрофан Васильович Пасічник. У 1972 – 1973 рр. обов'язки директора інституту виконував д.ф.-м.-н. Олександр Федорович Ліньов. У подальшому інститут очолювали академік АН УРСР Олег Федорович



М.В.Пасічник  
(1912 - 1996)

Німець (1973 - 1983 рр.) та академік НАН України Іван Миколайович Вишневецький (з 1983 р. по теперішній час).

В перші роки свого існування ІЯД складався з відділів ядерної фізики, ядерних реакцій, ядерної спектроскопії, радіаційної фізики, ядерної електроніки, теорії ядра, теорії плазми, теоретичної фізики, науково-технічної інформації, лабораторії фізики плазми та Ужгородського відділення ІЯД.

Експериментальні роботи інституту забезпечуються ядерно-фізичними установками, на яких проводиться модернізація відповідно до вимог часу. На дослідницькому реакторі ВВР-М у 2007 р. проведено модернізацію системи керування реактором на нову елементну базу, а у 2005 р. завершено створення сучасної системи фізичного захисту. Для роботи з високоактивними матеріалами в інституті побудовано унікальні, єдині в Україні захисні бокси “гарячі камери”, де проводяться, в тому числі регламентні роботи з дослідження зразків-свідків енергетичних реакторів України; у 2009 р. встановлено сучасне обладнання. Електростатичний генератор ЕСГ-5 перебудовано в тандем-генератор ЕГП-10К з подвійною енергією.

У 1976 р. в ІЯД було введено в дію ізохронний циклотрон У-240, який у той час не мав аналогів у Європі. Роботи по його запуску очолював О.Ф. Ліньов.



О.Ф. Ліньов  
(1926 – 2001)

В інституті працює третієва лабораторія, радіохімічні лабораторії, використовується багато специфічного, у тому числі розробленого в інституті експериментального обладнання для проведення фундаментальних досліджень і прикладних робіт з ядерної фізики та атомної енергетики, радіаційної фізики та фізики плазми, радіоекології та радіобіології.

У 1979 р. в складі інституту було створено спеціальне конструкторсько-технологічне бюро з дослідним виробництвом, яке разом з науковими підрозділами інституту займалося розробкою нестандартного устаткування та приладів для проведення наукових досліджень за науковими напрямками інституту, проводило розробки та виготовлення дослідних зразків радіаційно-вимірювальних приладів різноманітного направ-

лення, розробляло технології реакторних та радіаційних випробувань матеріалів та конструкцій, необхідних для створення нової техніки, тощо.

Протягом 70 - 80-х років конкретизувалися головні напрямки фундаментальних та прикладних робіт інституту: ядерна фізика середніх та низьких енергій, атомна енергетика, радіаційна фізика твердого тіла та радіаційне матеріалознавство, фізика плазми, радіобіологія та радіоекологія. Поступово збільшувався кадровий науковий потенціал інституту та розширювались обсяг і тематика його роботи.

### Основні результати фундаментальних і прикладних досліджень

Перші роботи з ядерної фізики почалися дослідженнями з нейтронної фізики в Інституті фізики АН УРСР у 1944 р. У створеній під керівництвом академіка АН УРСР М.В. Пасічника науковій школі з нейтронної фізики 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 та визначено відносні вклади прямого й компаундного механізмів у перерізи пружного та непружного розсіяння нейтронів ядрами в широкій області енергій (роботи під керівництвом І. О. Коржа).

Досліджено перерізи взаємодії нейтронів із стабільними та радіоактивними ізотопами з високою роздільною здатністю по енергії та досліджено перерізи та гамма-спектри захвату нейтронів проміжних енергій за допомогою нейтронних фільтрів. Виявлено властивості магнітності деформованих ядер та відкрито ядерну оболонку з числом нейтронів  $N=100$  (В. П. Вертебний та ін.). Досліджено низькоенергетичні збудження в різних станах конденсованого середовища та отримано інформацію про фізичні властивості речовини, що визначаються динамікою електронів, атомів та молекул (П.Г. Іваницький, чл.-кор. НАН України 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 набору нейтронних інтерференційних



В.П. Вертебний  
(1930 - 1987)

фільтрів здійснюється масштабна міжнародна програма дослідження взаємодії квазімоноенергетичних нейтронів (у діапазоні від енергії теплових нейтронів до сотень кілоелектрон-вольт) з атомними ядрами. Отримано значення перерізів реакцій, необхідних для розрахунків в ядерній енергетиці (А.В. Мурзін, О.О. Грицай).

Під керівництвом академіка АН УРСР О.Ф. Німця створено наукові відділи, в яких розвиваються дослідження ядерних реакцій.

Одним з яскравих досягнень наукової школи з фізики ядерних реакцій з зарядженими частинками, засновником якої є О.Ф. Німець, стало експериментальне встановлення (за участю М.В. Соколова, Б.Г. Стружка) та теоретичне обґрунтування (К.О. Теренецький, М.В. Євланов) немонотонної залежності перерізів розщеплення дейтрона від маси ядер. Цей результат одержав назву „ефект Німця”. Були проведені фундаментальні дослідження взаємодії протонів, дейтронів, іонів He-3 та альфа-частинок з атомними ядрами (В.В. Токаревський), поляризаційних явищ у розсіянні протонів на атомних ядрах (М.М. Пучеров). Принципове значення для розуміння природи ядерної взаємодії мають встановлений вплив супутніх частинок на параметри двочастинкових резонансів (В. М. Пугач, Ю. М. Павленко), дослідження поляризаційних явищ та поділу атомних ядер у реакціях із 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), вимірювання магнітних моментів збуджених станів ядер, що серед іншого дало змогу виявити аномалію орбітального магнетизму нуклонів в ядрі (О.І. Левон).

Світове визнання одержали теоретичні роботи з фізики атомного ядра чл.-кор. АН УРСР В.М. Струтинського та послідовників його школи. Його метод оболонкових поправок для розрахунку енергії зв'язку та деформації ядер мав значний вплив на розвиток теорії ядра і дав змогу провести кількісні розрахунки мас та рівноважних деформацій ядер, багатьох властивостей процесу поділу ядер, а також передбачити існування надважких ядер.

Цикл робіт В.М. Струтинського “Явище формування сильно деформованих важких атомних



О.Ф. Німець  
(1922 - 2002)

ядер у квазістаціонарному стані” було зареєстровано у 1978 р. Державним комітетом СРСР як відкриття. Наразі проводяться теоретичні дослідження складних ядерних процесів, таких як поділ атомних ядер, зіткнення важких іонів, збудження гігантських резонансів; розроблено методи опису динамічних властивостей ядра за допомогою введення обмеженої кількості макроскопічних характеристик, таких як параметри форми ядра, ядерна густина, ядерне тертя, ядерна в'язкість (чл.-кор. НАН України В.М. Коломієць); показано, що оболонкова або зонна структура спектра ядер є загальною властивістю скінченних 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 скінченною швидкістю в атомних ядрах (В.І. Абросімов, Ф.О. Іванюк). Виведено динамічне рівняння для повільного колективного руху в моделі рідкої краплини в рамках статистичної квантової теорії поля для скінченних фермі-систем (В.П. Альошин).



В.М. Струтинський  
(1929 - 1993)

Розроблено часові методи аналізу квантових та ядерних процесів, теоретично досліджено еволюцію тунелювання частинок крізь складні енергетичні бар'єри (В.С. Ольховський).

Значних успіхів досягнуто в галузі ядерної спектроскопії. Започаткував цей напрям чл.-кор. АН УРСР Г.Д. Латишев, збудувавши із співробітниками магнітний бета-спектрометр, який за своїми характеристиками був одним із найкращих у світі. На цьому спектрометрі були проведені прецизійні вимірювання спектрів електронів внутрішньої конверсії ряду радіоактивних ядер. Одержано великий масив даних щодо коефіцієнтів внутрішньої конверсії, мультипольностей гамма-переходів, установлено квантові характеристики збуджених станів ядер, виявлено різного роду аномалії в ядерних процесах (Г.Д. Латишев, В.Т. Купряшкін, В.І. Гаврилюк, О.І. Феоктистов). Інтенсивний розвиток гамма-спектроскопії в дослідженнях радіоактивного розпаду та на пучках за-



Г.Д. Латишев  
(1907 - 1973)

ряджених 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, В.О. Желтоножський, В.В. Тришин). Досліджено динаміку перебудови оболонки атома в процесі радіоактивного розпаду, виявлено зміщення конверсійних та Оже-ліній при іонізації атома. Розроблено методики прецизійних вимірювань енергії гамма- і конверсійних переходів та визначення на цій основі часу життя високозбуджених станів ядер у (n $\gamma$ )-реакціях на теплових нейтронах та магнітних моментів ядер. Проведено дослідження низькоенергетичних ( $\leq 1$  eV) електронів та пояснено природу їхньої емісії з поверхні радіоактивних джерел (О.І. Феоктистов, В.Т. Купряшкін та ін.).

Під керівництвом чл.-кор. НАН України Ю.Г. Здесенка в інституті було розпочато дослідження властивостей нейтрино та процесів слабкої взаємодії елементарних частинок у процесах подвійного бета-розпаду атомних ядер. Співробітниками відділу фізики лептонів отримано цілу низку пріоритетних результатів по пошуку подвійного бета-розпаду ізотопів кадмію, вольфраму та інших рідкісних розпадів.

Роботи інституту в галузі ядерної енергетики спрямовано на розробку науково-технічних проблем безпечної експлуатації атомних електростанцій. Розроблено унікальну методику вимірювання параметрів ядерної безпеки об'єктів ядерної енергетики, яка реалізована на об'єкті "Укриття" (В.М. Павлович); у „гарячих камерах” систематично виконуються дослідження фізико-механічних властивостей металу „зразків-свідків”, виготовлених із того ж матеріалу, що й корпус реактора (В.С. Карасьов, чл.-кор. НАН України Е.У. Гринік, Л.І. Чирко); розроблено сучасні методики моніторингу радіаційного навантаження корпусів реакторів типу ВВЕР-1000 та дозиметрії опромінених зразків-свідків (В.М. Буканов), що дає змогу отримувати інформацію, необхідну для визначення експлуатаційного ресурсу корпусу реактора, а також для прийняття обґрунтованих рішень щодо можливості продовження терміну його експлуатації.



Ю.Г. Здесенко  
(1943 - 2004)



Дослідження в галузі радіаційної фізики розпочалися у відділі радіаційної фізики, створеному проф. І.Д. Конозенком у 1960 р. Під його керівництвом активно вивчався вплив різних видів ядерного випромінювання на кінетику змін електрофізичних властивостей напівпровідникових матеріалів залежно від типу та концентрації легуючих та супутніх домішок. Метою цих досліджень був пошук методів підвищення радіаційної стійкості приладів. Дослідження виявили значний вплив домішок на кінетику введення радіаційних дефектів та вплив останніх на преципітацію кисню. Плідними виявилися дослідження радіаційних дефектів у надчистому кремнію. Їхні результати знайшли практичне застосування в розробці нового класу аварійних нейтронних дозиметрів (І.Д. Конозенко, В.І. Хіврич, М.І. Старчик та ін.).

Виконано великий комплекс робіт по моделюванню нейтронних пошкоджень у напівпровідникових матеріалах шляхом опромінення зарядженими частинками середніх енергій; установлено ряд нових фізичних ефектів, зокрема, індукована опроміненням надпровідність арсеніду індію; флуктуації провідності з ростом дози опромінення, гістерезис магнітоопору в легovanому марганцем антмоніду індію, виявлено ефект гігантського (10 порядків) зменшення провідності антмоніду індію при комплексному опроміненні нейтронами реактора та рентгенівським промінням (П.Г. Литовченко, А.Я. Карпенко, Г.О. Віхлій).

Під керівництвом проф. А.Ф. Лубченка виконано дослідження з квантової теорії оптичних та дифузійних явищ у твердих тілах. Досліджено форму смуг поглинання світла молекулярними кристалами при міжзонних переходах, форму кривих оптичної активності та кругового дихроїзму локальних центрів (І.І. Фішук), вплив поступової та обертової дифузії в рідинах еліпсоїдальних броунівських частинок, що містять гамма – радіоактивні ядра, на форму месбауерівських ліній (А.Я. Дзюблик). Теоретично передбачено ефект прискорення дифузії легких домішок у напівпровідниках при опроміненні резонансним лазерним



І.Д. Конозенко  
(1907 - 1997)



А.Ф. Лубченко  
(1921 - 1977)

променем (А.Ф. Лубченко, В.М. Павлович).

Розвинуто теорію впливу ядерного опромінення на властивості металів, сплавів, напівпровідників, рідких кристалів. Досліджено особливості утворення конденсованої фази екситонів у двовимірній системі. Розвинуто теорію явищ самоорганізації, а саме утворення періодичних структур, автоколивань та виникнення надпровідних областей у кристалах при ядерному опроміненні (чл.-кор. НАН України В.Й. Сугаков).

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. Сагдєвим) – та Л.Л. Пасічника (експеримент).

Було розвинуто нелінійну теорію взаємодії хвиль в обмежених плазмових системах, досліджено „вибухові” нестійкості за участю хвиль з від’ємною енергією, розглянуто як динамічні, так і стохастичні процеси (В.М. Ораєвський, Я.І. Колесниченко, Т.О. Давидова та ін.). Вперше теоретично було показано можливість збудження нестійкостей плазми продуктами термоядерної реакції (Я. І. Колесниченко, В. М. Ораєвський) – результат, що стимулював експериментальні та теоретичні дослідження нестійкостей на енергійних іонах у багатьох лабораторіях світу.

Пізніше було відкрито існування критичної енергії іонів у токамаках, вище якої іони є нечутливими до магнітогідродинамічної активності. Відкрито нові типи альфвенівських коливань та резонансів „частинка – хвиля” у стелараторах; знайдено основний класичний механізм стохастичної дифузії енергійних іонів у стелараторах і механізм аномальної теплопровідності плазми в лабораторній та космічній плазмі (Я.І. Колесниченко, В.В. Луценко В.С. Марченко, Ю.В. Яковенко та ін.). Розроблено фоккер-планківську модель транспорту енергійних іонів у токамаках (В.О. Яворський та ін.).

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 їхньої еволюції (Т.О. Давидова, В.М. Лашкін); розвинуто теорію колективного поглинання ВЧ потужності в геліконній плазмі (К. П. Шамрай), яка



В.М. Ораєвський  
(1935 - 2006)

знайшла експериментальне підтвердження в ІЯД (В.Ф. Вірко, В.М. Слободян) та інших лабораторіях світу; досліджено нові механізми трансформації та розсіяння плазмових хвиль (В.М. Павленко, В.Г. Панченко).



Т.О. Давидова  
(1941 - 2005)

Було досліджено дрейфово-дисипативну нестійкість, аномальну дифузію плазми та властивості ємнісного високочастотного розряду (Л.Л. Пасічник, В.В. Ягола, та ін.); вивчено механізми релаксації пучків іонів у плазмі (Г.С. Кириченко, А.Г. Борисенко, В.Г. Хмарук). Завдяки плідній співпраці теоретиків та експериментаторів було відкрито явище просвітлення плазмових хвильових бар'єрів (В.М. Ораєвський, Л.І. Романюк та ін.).

Пізніше експериментально (Г.С. Кириченко, В.Ф. Вірко) та теоретично (Т.О. Давидова, К.П. Шамрай) було досліджено нелінійні явища в нерівноважній плазмі з високочастотною накачкою та пучками заряджених частинок; вивчено фізичні процеси у вакуумно-дуговому розряді (В.А. Саєнко, А.Г. Борисенко, О.І. Владимиров); досліджено оптичні та транспортні властивості неідеальної плазми імпульсних розрядів у воді (Л.Л. Пасічник, П.Д. Старчик, О.А. Федорович).



Л.Л. Пасічник  
(1932 - 1984)

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

Аварія на Чорнобильській АЕС та її наслідки гостро поставили проблему радіоекології. Це питання набуло першочергового значення в контексті стабільного розвитку держави, яка використовує ядерні матеріали та 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 надходження до організму, вивчається радіоекологічний стан територій, що зазнали забруднення внаслідок аварії на ЧАЕС, та довілля працюючих АЕС України (В.К. Чумак, Г.М. Коваль, І.М. Вишневський, В.О. Желтоножський, В.В. Тришин, Л.К. Бездробна).

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

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

Започатковані в інституті медико-біологічні дослідження з терапії онкологічних захворювань нейтронним опроміненням доведено до практичного застосування при лікуванні хворих. Спільно з медичними установами України проводиться робота по отриманню радіофармпрепаратів на ядерно-фізичних установках ІЯД.

Після Чорнобильської аварії співробітники інституту були в числі перших, хто брав активну участь у ліквідації її наслідків. Ними було вимі-



ряно 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 й виготовлено численні прилади для контролю за міграцією радіонуклідів у навколишньому середовищі та за станом паливовмісних мас об'єкта "Укриття", що значною мірою сприяло пом'якшенню наслідків Чорнобильської катастрофи.

В інституті діє Український центр інформації з ядерної науки і техніки (INIS), що готує та передає в МАГАТЕ інформацію про публікації з ядерної фізики в Україні та інформує співробітників інституту про новітні досягнення світової науки.

На базі інституту діє Український центр ядерних даних (УКРЦЯД), який з 1998 р. входить до мережі центрів ядерних даних, що працюють під егідою МАГАТЕ. Основними напрямками наукової діяльності УКРЦЯД є компіляція експериментальних ядерних даних, отриманих в Україні, для системи EXFOR та забезпечення ядерно-фізичними константами українських користувачів для вирішення наукових та технологічних задач.

Навчальним центром з фізичного захисту АЕС розроблено десятки курсів та проводяться навчання з питань фізичного захисту АЕС, обліку та контролю ядерного матеріалу. В ньому пройшли перепідготовку сотні спеціалістів ядерно-енергетичного комплексу України, співробітники АЕС, Державного комітету ядерного регулювання та ін.

ІЯД має широкі міжнародні наукові зв'язки. Співробітники інституту проводять спільні дослідження з науковими установами Росії, США, Франції, Німеччини, Італії, Австрії, Польщі, Швеції, Нідерландів, Японії та інших країн. Інститут 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 100 наукових співробітників інституту виїжджають за кордон з метою виконання наукової роботи, на стажування та для участі в 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: Об'єднаним інститутом ядерних досліджень (Дубна, Росія), 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); науковими установами, що входять до Національного інституту ядерної фізики (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.

На базі інституту проводяться наукові семінари та школи для учасників міжнародних проєктів, у яких ІЯД бере участь: HERA-B (DESY, Німеччина); LHCb (CERN, Швейцарія) та ін.

На сьогодні в інституті налічується 764 співробітники, серед них один академік та чотири члени-кореспонденти НАН України, 43 доктори та 147 кандидатів наук, які працюють у 30 наукових підрозділах. Координація наукової діяльності в ІЯД здійснюється через вчену раду, секції вченої ради та раду молодих вчених.

Щорічно в ІЯД навчається в середньому 25 аспірантів за спеціальностями: фізика ядра та елементарних частинок, фізика твердого тіла, фізика плазми, ядерні енергетичні установки.

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

Учені 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 проходять щорічні наукові конференції, на базі інституту проводяться міжнародні конференції, організовуються наукові школи з актуальних питань ядерної фізики, атомної енергетики та фізики плазми, інститут заснував та видає науковий журнал "Ядерна фізика та енергетика", щороку виходять з друку кілька монографій науковців та понад 300 статей у міжнародних та українських наукових виданнях.

Редакційна рада Щорічника-2009

**Ядерно-фізичні установки / Experimental installations****Циклотрон У-120**

Завідувач – канд. фіз.-мат. наук,  
А.Є. Борзаковський

**Дослідницький реактор ВВР-М**

Головний інженер В.М. Макаровський

**Ізохронний циклотрон У-240**

Завідувач – канд. фіз.-мат. наук,  
О.Є. Вальков

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

Завідувач – канд. фіз.-мат. наук,  
Е.М. Можжухін

**Cyclotron U-120**

Head - Candidate of Phys.-math. Sciences  
A.E. Borsakovsky

**Research Reactor WWR-M**

Chief engineer - V.M. Makarovsky

**Isochronous Cyclotron U-240**

Head - Candidate of Phys.-math. Sciences  
O.E. Valkov

**10 MV Electrostatic Tandem Accelerator**

Head - Candidate of Phys.-math. Sciences  
E.M. Mozzukhin

**Відділи та лабораторії / Departments and laboratories****Секція ядерної фізики / Nuclear physics section****Відділ теорії ядра**

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

**Відділ ядерної фізики**

Завідувач – доктор фіз.-мат. наук,  
с. н. с. І.О. Корж

**Відділ ядерної спектроскопії**

Завідувач - доктор фіз.-мат. наук,  
с.н. с. В.Т. Купряшкін

**Відділ структури ядра**

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

**Відділ ядерних реакцій**

Завідувач – доктор фіз.-мат. наук,  
с. н. с. Ю.М. Павленко

**Відділ теорії ядерних реакцій**

Завідувач – доктор фіз.-мат. наук,  
професор К.О. Теренецький

**Відділ фізики лептонів**

Завідувач – доктор фіз.-мат. наук,  
с. н. с. Ф.А. Даневич

**Відділ поляризаційних процесів**

Завідувач – доктор фіз.-мат. наук,  
с.н.с. Ю.В. Кібкало

**Відділ фізики важких іонів**

Завідувач – доктор фіз.-мат. наук,  
професор А.Т. Рудчик

**Відділ ядерно-атомних процесів**

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

**Відділ фізики високих енергій**

Завідувач – доктор фіз.-мат. наук,  
професор В.М. Пугач

**Відділ ядерної електроніки та засобів автоматизації.** Завідувач – доктор техн. наук,  
с. н. с. А.П. Войтер

**Лабораторія часового аналізу ядерних процесів.** Завідувач – доктор фіз.-мат. наук,  
професор В.С. Ольховський

**Nuclear theory department**

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

**Department of nuclear physics**

Head – Doctor of Phys.-math. Sciences  
I.O. Korzh

**Nuclear spectroscopy department**

Head - Doctor of Phys.-math. Sciences  
V.T.Kupryashkin

**Nuclear structure department**

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

**Department of Nuclear Reactions**

Head – Doctor of Phys.-math. Sciences  
Yu.M. Pavlenko

**Nuclear Reaction Theory Department**

Head – Doctor of Phys.-math. Sciences,  
Prof. K.O. Terenetsky

**Lepton Physics Department**

Head – Doctor of Phys.-math. Sciences  
F.A. Danevich

**Department of polarization phenomena**

Head – Doctor of Phys.-math. Sciences  
Yu.V. Kibkalo

**Department of heavy-ion physics**

Head – Doctor of Phys.-math. Sciences,  
Prof. A.T. Rudchik

**Department of Nuclear-Atomic Processes**

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

**High Energy Physics Department**

Head – Doctor of Phys.-math. Sciences,  
Prof. V.M. Pugatch

**Nuclear Electronics and Automatic Means Department.** Head - Doctor of Techn. Sciences  
A.P. Voiter

**Laboratory for time analysis of nuclear Processes.** Head - Doctor of Phys.-math. Sciences,  
Prof. V.S. Olkhovsky

**Секція атомної енергетики / Atomic energy section**

**Відділ теорії ядерних реакторів**

Завідувач – доктор фіз.-мат. наук,  
професор В.М. Павлович

**Відділ дослідницького ядерного реактора**

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

**Відділ нейтронної фізики**

Завідувач – канд фіз.-мат. наук,  
с. н. с. О.О. Грицай

**Відділ проблем дозиметрії ядерних реакторів**

Завідувач – кандидат фіз.-мат. наук  
В.М. Буканов

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

Завідувач – канд. фіз.-мат. наук  
В.І. Гаврилук

**Department of the Nuclear Reactor Theory**

Head - Doctor of Phys.-math. Sciences,  
Prof. V.M. Pavlovych

**Department for Nuclear Research Reactor**

Head – Corresponding Member of National Acad-  
emy of Sciences of Ukraine V.I. Slisenko

**Neutron Physics Department**

Head – Candidate of Phys.-math. Sciences  
O.O. Gritzay

**Department of the Nuclear Reactor Dosimetry  
Problems**

Head – Candidate of Phys.-math. Sciences  
V.M. Bukanov

**George Kuzmycz Training Center for Physical  
Protection, Control and Accounting of  
Nuclear Material**

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

**Секція радіаційної фізики та радіаційного / Radiation physics and radiation material  
матеріалознавства science section**

**Відділ теоретичної фізики**

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

**Відділ радіаційної фізики**

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

**Відділ радіаційного матеріалознавства**

Завідувач – кандидат фіз.-мат. наук,  
Л.І. Чирко

**Department of Theoretical Physics**

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

**Department of radiation physics**

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

**Department for radiation material science**

Head - Candidate of Phys.-math. Sciences  
L.I. Chyrko

**Секція фізики плазми / Plasma physics section**

**Відділ теорії ядерного синтезу**

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

**Відділ теорії плазми**

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

**Відділ фізики плазми**

В.о. завідувача – канд. фіз.-мат. наук,  
А.Г. Борисенко

**Fusion Theory Division**

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

**Plasma Theory Department**

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

**Plasma Physics Department**

Head - Candidate of Phys.-math. Sciences  
A.G. Borisenko

**Секція радіоекології та радіобіології / Radioecology and radiobiology section**

**Центр екологічних проблем  
атомної енергетики**

Завідувач – канд. фіз.-мат. наук,  
с.н.с. В.В. Тришин

**Відділ радіобіології і радіоекології**

Завідувач – докт. біол. наук,  
с. н. с. А.І. Липська

**Center for ecological problems  
of atomic energy**

Head – Candidate of Phys.-math. Sciences,  
V.V. Tryshyn

**Radiobiology and radioecology department**

Head – Doctor of Biol. Sciences,  
A.I. Lypska

## Анотації робіт з ядерної фізики

### A NEW DERIVATION OF SYMMETRY ENERGY FROM NUCLEI BEYOND THE $\beta$ -STABILITY LINE

V. M. Kolomietz and A.I. Sanzhur

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

The nuclear  $\beta$ -stability line is derived by the balance of both the isotopic symmetry,  $E_{sym}$ , and the Coulomb,  $E_C$ , energies. However the extraction of  $E_{sym}$  and  $E_C$  from the nuclear binding energy is not a simple problem because of its complicate dependence on the mass number  $A$  in finite nuclei. Moreover the symmetry energy  $E_{sym}$  is usually derived on the  $\beta$ -stability line and some special efforts have to be applied to extend it beyond the ground state of nuclei. On the other hand, a new modern information about the nuclear masses in a wide region of the stability valley can be used for a straightforward derivation of the  $A$ -dependence of energies  $E_{sym}$  and  $E_C$ .

For a given value of mass number  $A$ , the nuclear binding energy  $E$  can be extended beyond the beta-stability line as

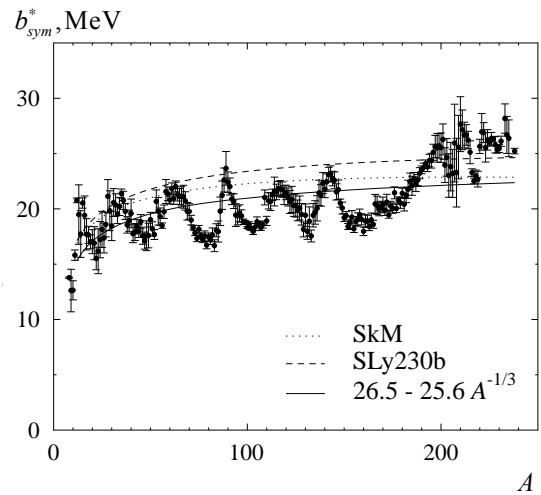
$$E/A = E^*/A + b_{sym}^*(A)(X - X^*)^2 + \Delta E_C(X)/A,$$

where  $X = (N - Z)/(N + Z)$  is the parameter of isotopic asymmetry, the upper index "\*" indicates that the corresponding quantity is taken for fixed  $A$  and  $X = X^*$  on the beta-stability line and  $\Delta E_C(X) = E_C(X) - E_C(X^*)$ . Using this expression for  $E/A$ , one can establish an important relation for the chemical potential  $\lambda_q$  ( $q = n$  for neutron and  $q = p$  for proton) beyond the beta-stability line. Namely, for a fixed  $A$ , we obtain the following result

$$\Delta\lambda = \lambda_n - \lambda_p = 4[b_{sym}^*(A) + e_C^*(A)](X - X^*),$$

where  $e_C = 0.15 Ae^2/R_C$  and  $R_C$  is the Coulomb radius of the nucleus. This result means that the shift  $\Delta\lambda$  is the linear function of  $X$  and the slope of the function  $\Delta\lambda(X)$  can be used to derive the symmetry energy  $b_{sym}^*(A)$ .

Using the experimental data for nuclear binding energy, we have evaluated the values  $\Delta\lambda(X)$  and thereby  $b_{sym}^*(A)$  through whole periodic system of elements. The corresponding result for  $b_{sym}^*(A)$  is shown in Figure. As seen from this figure, This  $A$ -dependence of  $b_{sym}^*(A)$  shows the strong shell oscillations with amplitude of about 15%. For the reason of comparison one could remind that the shell effects in nuclear masses are about 1%.



The symmetry energy coefficient  $b_{sym}$  as a function of mass number  $A$ . Symbols correspond to experimental data. Solid line shows  $b_{sym}(A) = 26.5 - 25.6 A^{-1/3}$  obtained from the fit to experimental values. Dashed and dotted lines represent the calculations using the extended Tomas - Fermi approximation with Skyrme forces SkM and SLy230b.

We have estimated also the volume,  $b_{sym,vol}$ , and surface,  $b_{sym,surf}$ , contributions to the symmetry energy as  $b_{sym,vol} = 26.5 \text{ MeV}$  and  $b_{sym,surf} = -25.6 \text{ MeV}$  using experimental data for the range of nuclear masses  $12 \leq A \leq 238$ .

This work has been published as arXiv[nucl-th]:0909.56

## NUCLEAR FISSION DYNAMICS WITHIN GENERALIZED LANGEVIN APPROACH

V. M. Kolomietz, S. V. Radionov

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

The experimental observation of the widths of the nuclear giant multipole resonances and the finite variance of the kinetic energy of the fission fragments gives rise to the fact that the dissipation and the fluctuations have to be associated with the nuclear collective variables. Both the dissipation and the fluctuations can be described by introducing friction and random forces, which are related to each other through the fluctuation-dissipation theorem. In this respect, the Fokker - Planck or Langevin approaches are suitable for the study of the nuclear large scale dynamics.

We start from the phenomenological generalized Langevin equations of motion for the collective deformation parameters in the following form

$$\dot{q}_i = \sum_j B_{ij}^{-1} p_j, \dot{p}_i = -\frac{1}{2} \sum_{jk} \frac{\partial B_{ij}^{-1}}{\partial q_i} p_j p_k - \frac{\partial E_{pot}}{\partial q_i} - \sum_{jk} \int_0^t K_{ij}(t-t', q, q') B_{jk}^{-1}(q') p_k(t') dt' + \xi_i(t).$$

Here  $q \equiv \{q_1(t), \dots, q_N(t)\}$  stand for the collective deformation parameters and  $p \equiv \{p_1(t), \dots, p_N(t)\}$  for the corresponding conjugate momentum,  $E_{pot}$  is the collective potential energy of deformation and  $B_{ij}$  is the inertia tensor. Noise term  $\xi_i$  is a Gaussian random process whose correlation properties are defined by the memory kernel  $K_{ij}$  of the retarded friction force through the fluctuation-dissipation theorem

$$\langle \xi_i(t) \xi_j(t') \rangle = \delta_{ij} K_{ij}(t-t', q[t], q[t']) T,$$

where  $T$  is the nuclear temperature.

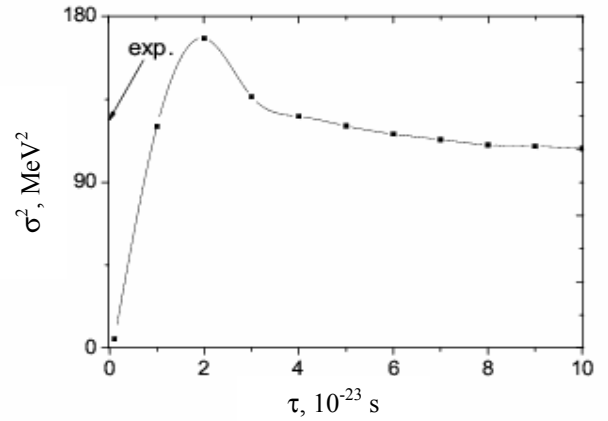
The model was applied for study of symmetric fission of highly excited heavy nuclei. The nuclear shape was treated in terms of a 2-parametric family of the Lorentz shapes. We have calculated the distribution of times of motion from the top of fission barrier to the scission point and the variance  $\sigma^2$  of the kinetic energy distribution of the fission fragments.

The Langevin equations of motion were solved numerically by use of the simplest Euler method

with the initial conditions corresponding to the saddle-point deformation and the initial kinetic energy  $E_{kin} = 1 \text{ MeV}$ . The numerical calculations were performed for the symmetric fission of nucleus  $^{236}\text{U}$  at temperature  $T = 2 \text{ MeV}$ . We define the scission line from the condition of the instability of the nuclear shape with respect to the variations of the neck radius  $\rho_{neck}$ :

$$\frac{\partial^2}{\partial \rho_{neck}^2} E_{pot} = 0.$$

The result of numerical evaluation of the variance  $\sigma^2$  of the kinetic energy distribution of the fission fragments is shown in Fig. 1.



The variance  $\sigma^2$  of the translational kinetic energy distribution of the fission fragments for at infinity for the fissionable nucleus  $^{236}\text{U}$ . Experimental value of the energy variance  $\sigma^2$  is given by small arrow

The initial growth of the energy variance  $\sigma^2$  at small values of the memory time  $\tau$  is due to the fact that the time retarded force in the equations of motion for the collective parameters is reduced to the usual friction force with the friction coefficient  $\sim \tau$  at  $\tau \rightarrow 0$ . The saturation of the variance  $\sigma^2$  at large values of memory times  $\tau$  manifests the existence of the thermal fluctuations in the non-Markovian system at any (enough large) strength of memory effects.

This work has been published in Phys. Rev. **C80**, 024308(6) (2009).

DAMPING EFFECTS ON CENTROID ENERGY OF ISOSCALAR COMPRESSION MODES

V. M. Kolomietz, S. V. Lukyanov

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

Experimental data for the isoscalar giant monopole resonance (ISGMR) and the isoscalar giant dipole resonance (ISGDR) indicate that the centroid energy  $E1$  of the ISGDR is significantly smaller than those obtained by the quantum RPA-like descriptions, which reproduce the experimental values of centroid energy  $E0$  of ISGMR quite well.

Since the ISGDR appears as the overtone to the spurious mode, one can expect that the energy of the ISGDR should be shifted to higher energies because the Fermi surface distortion effect (FDE). On the other hand the FSDE depends significantly on the interparticle collisions and disappears in the limit of short relaxation time (hydrodynamic limit). Thus, one can expect the ratio  $E1/E0$  will decrease and approach the experimental value if the collisional damping is taken into account.

We aim in this work to study the effect of collisional damping on the isoscalar compression modes, and find that one can achieve an agreement with the experimental data for the ratio  $E1/E0$  and for the widths of ISGMR and ISGDR in the case of short relaxation time.

We have applied both the quantum RPA and the semiclassical fluid dynamics approximation (FDA) to evaluate the ISGMR- and ISGDR- strength functions and, thereby the ratio  $E1/E0$ . Using the collisional kinetic equation, we have derived the basic equation for the transition density  $\rho_{tr}$  in the following classical form

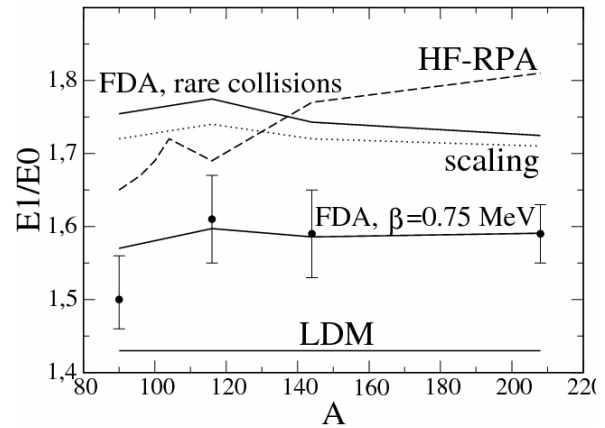
$$\frac{\partial^2}{\partial t^2} \rho_{tr} - c_0^2 \nabla^2 \rho_{tr} - \gamma \frac{\partial}{\partial t} \rho_{tr} = 0, \quad (1)$$

where,  $c_0$  is the zero sound velocity and  $\gamma$  is the friction coefficient

$$c_0^2 = \frac{1}{9m} (K + 12\mu_F / \rho_0), \quad \gamma = \frac{4\eta_F}{3\rho_0 m}. \quad (2)$$

Here  $K$  is the incompressibility and  $\rho_0$  is the bulk

nucleon density. The values  $\mu_F$  and  $\eta_F$  are derived by the Fermi surface distortions and depend on the relaxation time  $\tau$ . Taking into account the memory effect, we have used the relaxation time in the following form  $\tau = \hbar\beta / (\hbar\omega / 2\pi)^2$ , where  $\omega$  is the eigenfrequency of the giant resonance and  $\beta$  is the free parameter. The results of our calculations are shown in Figure.



Dependence of the energy ratio  $E1/E0$  on the nuclear mass number  $A$ . The ratio  $(E1/E0)_{FDA}$  is obtained within the present model with the relaxation parameter  $\beta \rightarrow \infty$  (solid line FDA, rare collisions) and  $\beta = 0.75$  MeV (solid line FDA). The ratio  $(E1/E0)_{RPA}$  (dashed line) is from our full selfconsistent RPA calculations. The dotted line is the ratio  $(E1/E0)_{scaling}$  for the scaling model. The solid dots show the experimental ratio  $(E1/E0)_{exp}$ .

As can be seen from Figure, the short relaxation time regime with  $\beta = 0.75$  MeV allows one to reproduce the experimental ratio  $(E1/E0)_{exp}$  quite well.

This work has been sent to Phys. Rev. C.



## PAULI PRINCIPLE CONSTRAINTS 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, United Kingdom*
<sup>3</sup> *Istituto Nazionale di Fisica Nucleare and Universita di Firenze, Florence, Italy*

In a recent paper [1] we proposed a semiclassical approach to the time-dependent Hartree - Fock - Bogoliubov (TDHFB) theory to study the linear response of (heavy) nuclei, with the aim of developing a simplified tool for the study of pairing effects in low-energy nuclear excitations. The semiclassical equations of motion derived in [1] are solved in an improved (linear) approximation in which the pairing field is allowed to oscillate and to become complex, while the static pairing field is approximated with the same phenomenological constant used in [1]. We study the effect of the Pauli principle on the solutions obtained within our improved semiclassical pairing theory.

It is known, see e.g. [2], that TDHFB equations are constrained by the supplementary normalization condition

$$\mathcal{R}^2 = \mathcal{R}$$

satisfied by the generalized density matrix  $\mathcal{R}$ . This relation expresses the constraints of the Pauli principle for the solutions of the TDHFB equations. In semiclassical approximation it provides the two independent conditions on the normal phase-space density  $\rho = \rho(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$  and the pair one  $\kappa = \kappa(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$

$$\rho_{od} \kappa + i \frac{\hbar}{2} \{\rho_{ev}, \kappa\} = 0,$$

$$\rho_{ev}(\rho_{ev} - 1) + \rho_{od}^2 + \kappa^* \kappa = 0.$$

Here  $\rho_{ev} = \rho_{ev}(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$  and  $\rho_{od} = \rho_{od}(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$  are the even and odd components of  $\rho$  with respect to the momentum  $\mathbf{p}$ . We show that our semiclassical dynamical equations of motion are consistent with the conditions enforced by the Pauli principle.

Following [1], we use the Fourier expansions based on the method of action-angle variables to solve our improved dynamical equations in linear approximation. Moreover, we neglect the fluctuations of the mean field due to that part of the interaction which is not related to pairing. But we should take into account the collective effects due to the

pairing interaction to eliminate spurious contributions into the density strength function and its energy-weighted sum rule.

By solving the linearized equations of motion, we find that the eigenfrequencies of the system have two branches:  $\omega_+(\mathbf{n}, \mathbf{I})$  and  $\omega_-(\mathbf{n}, \mathbf{I})$ . Only the solutions corresponding to the branch  $\omega_+(\mathbf{n}, \mathbf{I})$  approximately satisfy supplementary conditions required by the Pauli principle. We also find that the poles of the response function corresponding to the 'unphysical' eigenfrequencies  $\omega_-(\mathbf{n}, \mathbf{I})$  are almost exactly canceled by matching zeros in the density fluctuations. It is interesting to note that the eigenfrequencies  $\omega_+(\mathbf{n}, \mathbf{I})$  correspond to quantum two-quasiparticle excitations  $E_p + E_h$ , where  $E_k = \sqrt{(\varepsilon_k - \mu)^2 + \Delta^2}$  with the single-particle energy  $\varepsilon_k$ , the chemical potential  $\mu$  and the energy gap  $\Delta$ .

On the other hand the eigenfrequencies  $\omega_-(\mathbf{n}, \mathbf{I})$  correspond to the combination  $E_p - E_h$  that is 'unphysical' and these solutions are eliminated by the supplementary condition required by the Pauli principle.

The present improved approximation allows also for the study of possible collective phenomena associated with the pairing interaction, a topic which is of interest both in the physics of nuclei and of other mesoscopic systems [3]. The self-consistent pairing-field fluctuations introduce the possibility of new collective modes of the system, generated by the pairing interaction. In present study we give general formulae for the possible collective modes, but do not study them in detail.

1. V.I. Abrosimov, D.M. Brink, A. Dellafiore, and F. Matera, Nucl. Phys. **A800**, 1 (2008).
2. P. Ring and P. Schuck, The Nuclear Many-Body Problem (Springer, N.Y., 1980).
3. R. Combescot, M.Yu. Kagan, S. Stringari, Phys. Rev. **A74**, 042717 (2006).

SEMICLASSICAL SHELL CORRECTIONS TO THE MOMENTS OF INERTIA  
IN HEATED FERMI SYSTEMS

A. G. Magner<sup>1</sup>, A. S. Sitdikov<sup>2</sup>, A. A. Khamzin<sup>2</sup>, J. Bartel<sup>3</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, Kazan, Russia

<sup>3</sup>Institut Pluridisciplinaire Hubert Curen, CNRS/IN2P3, Université de Strasbourg, Strasbourg, France

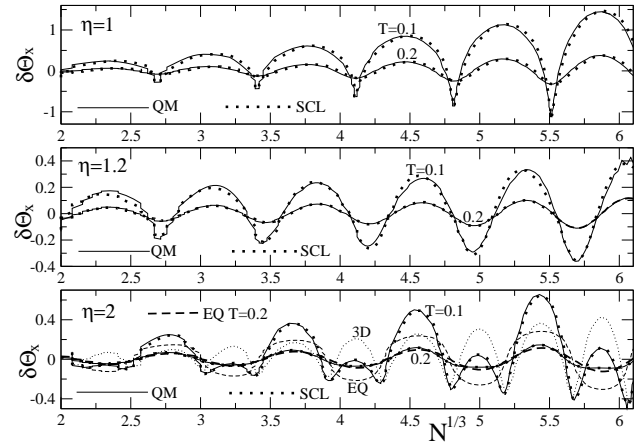
Shell-structure effects in mesoscopic finite Fermi systems at non zero temperature were successfully studied within the periodic orbit theory (POT) based on the Gutzwiller expansion of Green's functions over classical trajectories in the mean field [1, 2]. The POT was used for the analysis of the shell corrections  $\delta\Theta_z$  to the moment of inertia (MI) in terms of the periodic orbits for rotation of an axially-symmetric nucleus around its symmetry axis  $z$  as alignment of the individual-particle angular momenta along the direction  $z$  within the cranking model [3]. In this work, starting from the Inglis cranking-model formula [4] we derive semiclassically, in terms of the Strutinsky free-energy (thermodynamical-potential) shell corrections,  $\delta F = \delta\Omega$  [1 - 3], the shell-structure components  $\delta\Theta_x$  of the MI  $\Theta_x$  for the collective rotation around the perpendicular axis  $x$  of a such heated Fermi system [5]. This relation was obtained approximately through the shell correction of the rigid-body inertia of a statistically equilibrium rotation [5, 6].

For the harmonic oscillator potential with frequencies  $\omega_x = \omega_y = \omega_\perp$  and  $\omega_z$ , a nice agreement is obtained for the MI shell corrections,

$$\delta\Theta_x = (1 + \eta^2) \delta F / 3\omega_\perp^2, \quad (1)$$

at the critical deformations  $\eta = \omega_\perp / \omega_z = 1, 1.2, 2$  and temperatures  $T = 0.1$  and  $0.2 \hbar\omega_0$  between the quantum results (QM) and our semiclassical (SCL) approach [5, 7] as functions of particle number variable  $N^{1/3}$ , see Figure ( $\omega_\perp^2 \omega_z = \omega_0^3$ ). The QM curves were calculated by the shell correction method. For spherical shape ( $\eta = 1$ ), the only 3-dimensional (3D) families of Lissajous figures give a contribution to the POT sum for  $\delta\Theta_x$ . The equatorial (EQ) families of orbits with smaller classical degeneracy are dominating at small deformations near the first minimum around  $\eta = 1.2$ . For superdeformed shapes ( $\eta = 2$ ) we find a bifurcation of 3D orbits (small dots on the figure) from EQ ones (dashed line) with a strong interference at small temperature  $T = 0.1$ . With increasing temperature, one observes an exponential decrease of the amplitude of  $\delta\Theta_x$ ,

and only short EQ orbits survive at temperature  $T$  larger than or of the order of 0.2.



The quantum (QM) and semiclassical (SCL) shell-structure MI  $\delta\Theta_x$  in units of  $\hbar/\omega_0$  as function of the particle number  $N^{1/3}$  at temperatures  $T = 0.1$  and  $0.2$  (in units of  $\hbar\omega_0$ ) and critical deformations  $\eta = 1, 1.2$  and  $2$ ; 3D frequent dots show the contribution of the 3D orbits; EQ thin and thick dashed curves present the EQ orbit contribution at  $T = 0.1$  and  $0.2$ , respectively.

It would be worth to apply the POT to the calculations of shell corrections of the MI for the spheroid cavity, and the inertia parameter of the low-lying collective excitations in nuclear dynamics involving magic nuclei.

1. V.M. Strutinsky and A.G. Magner, Sov. J. Part. Nucl. **7**, 138 (1976).
2. M. Brack and R.K. Bhaduri, *Frontiers in Physics, Semiclassical Physics* (Westview Press, Boulder, 2003).
3. V.M. Kolomietz, A.G. Magner, and V.M. Strutinsky, Sov. J. Nucl. Phys. **29**, 758 (1979).
4. I.N. Mikhailov *et al.*, Sov. J. Part. Nucl. **8**, 550 (1977).
5. A.G. Magner, A.S. Sitdikov, A.A. Khamzin *et al.*, Nucl. Phys. and At. Energy, **10**, 239 (2009).
6. A.M. Gzhebinsky, A.G. Magner, and A.S. Sitdikov, Nucl. Phys. and At. Energy **1(19)**, 17 (2007).
7. A.G. Magner, Sov. J. Nucl. Phys. **28**, 764 (1978).

## THE FISSION BARRIERS OF HEAVY NUCLEI

 F. A. Ivanyuk<sup>1</sup>, K. Pomorski<sup>2</sup>
<sup>1</sup>*Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv*
<sup>2</sup>*Maria Curie-Skłodowska University, Theoretical Physics Division, Lublin, Poland*

We have developed a simple approximation that allows the calculations of the fission barriers of practically any nucleus [1].

The fission barrier height  $V_B$  is defined as the macroscopic part  $B_{LSD}$ , see below, plus the difference of shell corrections taken at saddle and ground state deformation.

$$V_B = B_{LSD} + \delta E^{(saddle)} - \delta E^{(gs)}. \quad (1)$$

According to topographical theorem by W.J. Swiatecki [2] the "barrier will be determined by a pass that avoids positive shell effects and has no use for negative shell effects. Hence the saddle point energy will be close to what it would have been in the absence of shell effects, i.e., close to the value given by the macroscopic theory!" Thus, the shell correction at the saddle can be neglected and the expression for the fission barriers attains the form

$$V_B = B_{LSD} - E_{micr}. \quad (2)$$

Here  $B_{LSD} = E_{LSD}^{(saddle)} - E_{LSD}^{(sph)}$  is the fission barrier within Lublin-Strasbourg-Drop model [3] and  $E_{micr}$  is the microscopic energy containing contributions from the shell, pairing and ground state deformation effects,  $E_{micr} = \delta E_{shell} + \delta E_{pair} + \delta E_{def}$ .

This quantity that is tabulated in [4]. For  $B_{LSD}$  we suggest an analytical approximation obtained as explained below.

To define the saddle point shape we apply the method proposed by V.M. Strutinsky [5]. In this method the shape of nuclear surface is defined looking for the minimum of liquid drop energy under the constraint that the volume and the elongation of nucleus are fixed. This method does not rely on any shape parameterization and supply the shapes, which correspond to the lowest possible liquid drop energy.

For the liquid drop energy functional we choose here the LSD model [3] that provides the best fit of nuclear ground state masses.

The minimization of  $E_{LSD} - \lambda_1 V - \lambda_2 R_{12}$  leads to an integro-differential equation for the profile function  $y(z)$ . The shape of nuclear surface is defined by the rotation of profile function  $y(z)$  around the  $z$ -axes. For given  $y(z)$  one can easily calculate the deformation energy. The maximal value of the deformation energy defines the macroscopic part of the fission barrier,  $B_{LSD}$ . It turns out that for fixed

charge number  $Z$  the dependence of  $B_{LSD}$  on the charge asymmetry parameter  $I \equiv (N-Z)/A$  is surprisingly well approximated by a Gaussian

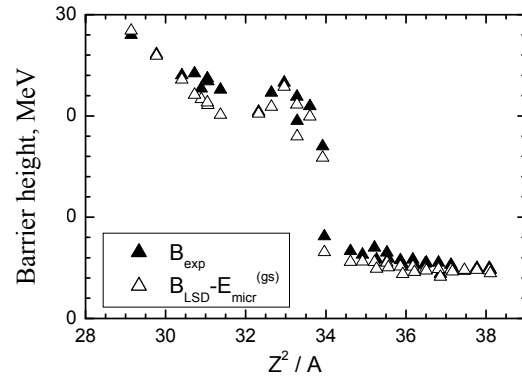
$$B_{LSD}(Z, I) \approx B_{\max} \exp\left[-\left(\frac{I - I_0(Z)}{\Delta I(Z)}\right)^2\right]. \quad (3)$$

The dependence of  $B_{\max}, I_0, \Delta I$  on  $Z$  can be approximated by the polynomials

$$B_{\max} \approx a_0 + a_1 Z + a_2 Z^2 + a_3 Z^3, I_0(Z) \approx a_4 + a_5 Z, \quad (4)$$

$$\Delta I(Z) \approx a_6 + a_7 Z + a_8 Z^2.$$

The rms deviation of the approximation (3) - (4) from the calculated fission barriers  $B_{LSD}$  for nuclei listed in tables of Moeller *et al.* [4] with  $35 < Z < 105$  is about 150 keV, what is quite satisfactorily.



The experimental and calculated fission barrier heights.

The comparison of calculated fission barriers (2) - (4) with the known experimental values is shown in the Figure. The rms-deviation of the experimental and calculated values of the fission barriers for nuclei with  $Z > 70$  is 1.113 MeV, what is comparable with the experimental uncertainties.

The approximation (2) - (4) is a very simple and rather accurate approximation for the fission barriers. It allows to calculate the fission barriers of heavy nuclei with minimal computational efforts.

1. F.A. Ivanyuk and K. Pomorski, Phys. Rev. **C79**, 054327 (2009).
2. W.D. Myers and W.J. Swiatecki, Nucl. Phys. **A601**, 141 (1996).
3. K. Pomorski and J. Dudek, Phys. Rev. **C 67**, 044316 (2003).
4. P. Moeller, J.R. Nix, W.D. Myers, and W.J. Swiatecki, At. Data. Nucl. Data Tables **59**, 249 (1995).
5. V.M. Strutinsky, N.Ya. Lyashchenko, and N.A. Popov, Nucl. Phys. **46**, 659 (1963).

**Е0-ЭЛЕКТРОННАЯ КОНВЕРСИЯ В НАГРЕТЫХ ЯДРАХ**

**С. Н. Федоткин**

*Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев*

Для описания  $\gamma$ -переходов в возбужденных ядрах широко используется статистическое приближение. Процессы внутренней конверсии и рождения электрон-позитронных пар также можно описывать в этом подходе, если ядра имеют достаточно большую энергию возбуждения. Вероятность переходов для этих процессов усредняется по начальным и суммируется по всем конечным состояниям ядра. Ранее этот подход применялся для описания процессов внутренней конверсии, обусловленных колебаниями квадрупольного момента ядра перед его делением в рамках термодинамического приближения  $T \gg \omega_0$  [1], где  $T$  - температура ядра, а  $\omega_0$  - характерная энергия колебаний поверхности ядра. Подход, предложенный в [2, 3], развивается для случая произвольных температур. Малые колебания квадрупольного момента ядра вблизи равновесной формы описываются уравнением Ланжевена. Для средней вероятности внутренней конверсии в нагретом ядре при монополярных переходах получено выражение

$$\bar{W}_c(E0, T) = \frac{8}{\pi} \alpha^2 (Z\alpha)^3 \frac{m^3 Q_0^2}{B\Omega} \int_0^U d\omega J_0(\omega, T).$$

Здесь  $Z$  - заряд ядра;  $\alpha$  - постоянная тонкой структуры;  $m$  - масса электрона;  $U$  - энергия возбуждения ядра;  $Q_0 = 3ZR_0^2/4\pi$ ;  $\Omega = \sqrt{\omega_0^2 - \xi^2/4}$ ;  $B$  и  $\xi$  - массовый параметр и коэффициент, пропорциональный ядерному трению в уравнении Ланжевена. Спектральное распределение электронов  $J_0(\omega, T)$  при  $E0$ -внутренней конверсии в приближении  $\xi \ll \omega_0$  имеет вид

$$J_0(\omega, T) = \frac{\omega^2 (1+2m/\omega)^{3/2}}{(e^{\omega_0/T} - 1)^2} \frac{\xi}{(\omega - 2\Omega)^2 + \xi^2}.$$

Интеграл  $I(\xi)$  в выражении (1) для  $\bar{W}_c(E0, T)$  в приближении  $\Omega \ll U$ ,  $\xi \ll U$  можно представить как

$$I(\xi) = \frac{1}{(e^{\omega_0/T} - 1)^2} \left[ a \left( \pi + \arctg \frac{U\xi}{\xi^2 - 2\Omega(U - 2\Omega)} \right) + \xi \left( U + b \ln \frac{\xi^2 + (U - 2\Omega)^2}{\xi^2 + 4\Omega^2} \right) \right],$$

где  $a = (6,8m\Omega + 4\Omega^2 - \xi^2)$ ;  $b = (1,7m + 2\Omega)$ .

Полная вероятность конверсии  $\bar{W}_c(E0, T)$  и, как видно из рисунка, спектральные распределения  $J_0(\omega, T)$  электронов конверсии для монополярных переходов являются весьма чувствительными по отношению к величине ядерного трения и, следовательно, могут быть использованы для его определения.

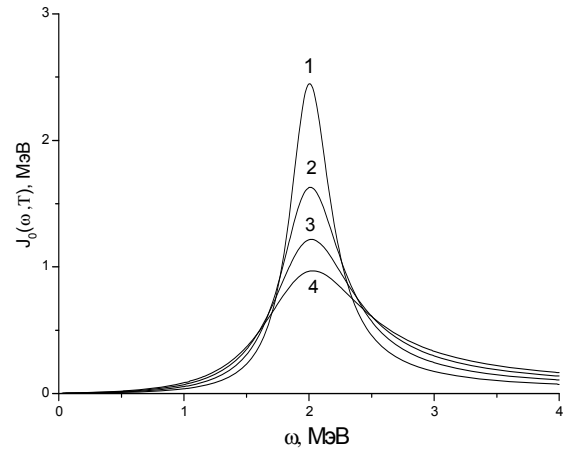


Рис. 1. Спектральные распределения электронов  $J_0(\omega, T)$  для ядра  $^{208}\text{Pb}$  при различных  $\xi = 0.2, 0.3, 0.4, 0.5$  (МэВ) (кривые 1, 2, 3, 4 соответственно).

1. Д.П. Гречухин, ЯФ 4, 1134 (1966).
2. S.N. Fedotkin and V.M. Kolomietz, Proc. 4-th Int. School Nucl. Phys. (Kiev, 1994), 364.
3. S.N. Fedotkin, Proc. 11-th Int. Symp. "Capture gamma-ray spectroscopy" (Pruhonice, 2003), 654.

## РОЗПАД ЯДЕР У ПОЛІ РЕНТГЕНІВСЬКОГО ЛАЗЕРА

О. Я. Дзюблик

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

Останніми роками було багато спроб прискорити розпад ядерних ізомерів різними методами. Достатньо згадати експерименти Колінса із співробітниками [1], які опромінювали  $16^+$  ізомер ядра  $^{178}\text{Hf}$  рентгенівськими променями і заявили про прискорення розпаду цього ізомеру на декілька процентів. При цьому вважалось, що ядро, поглинаючи рентгенівський фотон, переходить у деякий проміжний віртуальний стан, з якого далі розпадається, випромінюючи  $\gamma$ -кванти. Вивчались також різні варіанти збудження ядер у гарячій плазмі за рахунок кулонівської взаємодії ядра з вільними електронами (див., наприклад, [2]), а також при опроміненні їх оптичним лазером [3].

Незабаром на Заході стануть до ладу декілька потужних рентгенівських лазерів на вільних електронах, використання яких відкриває нові унікальні для ядерної фізики можливості. Нещодавно у [4] було надано числовий розв'язок кінетичних рівнянь, що описують заселеність двох ядерних рівнів у полі рентгенівського лазера. При цьому розглядалися лише  $E1$ -переходи, виродження рівнів по магнітному квантовому числу не враховувалося та роль затухання рівнів залишилася нез'ясованою. Матричні елементи для переходів іншої мультипольності оцінювались у [5].

У квазікласичному наближенні нами вивчалися збудження та розпад ядер, зокрема ізомерів, у полі рентгенівського лазера, частота якого налаштована в резонанс з ядерним переходом. Лазерне випромінювання розглядалось як електромагнітний хвильовий пакет прямокутної, або гауссівської форми. Ядро та квантоване електромагнітне поле (поле гамма-квантів) описувались як квантова система. Враховувалося, що рівні ядра вироджені по магнітному квантовому числу.

Узагальнено формалізм композитного гільбертового простору [6] на випадок розпадів близько розташованих квазірівнів ядра, що знаходиться в періодичному класичному полі. Цей формалізм дав нам змогу трактувати як спонтанні радіаційні переходи ядра з випромінюванням  $\gamma$ -квантів, так і індуковані переходи в полі лазера на рівній основі. При цьому ми одержуємо нові збуджені квазірівні та їхні ширини. Разом їх можна трактувати як комплексні власні значення неермітового гамільтоніана ядра в періодичному полі.

Було розглянуто осциляції Рабі заселеності рівнів ядра в періодичному полі лазерної хвилі з врахуванням затухання  $\Gamma_{i(e)}$  початкового і збудженого рівнів ядра. Показано, що вирази для частот Рабі містять в собі  $\Gamma_{i(e)}$  та залежать від магнітних квантових чисел підрівнів. Унаслідок цього заселеність різних підрівнів ядра відбувається в різному темпі. Знайдено умови для потужностей лазера, при яких можна сподіватись спостерігати осциляції Рабі.

Виведено прості формули для ймовірності збудження ядра одним імпульсом рентгенівського лазера  $P_e$ . Ймовірність його розпаду в будь-який кінцевий стан містить ще коефіцієнт розгалужування. Враховувалося, що тривалість імпульса рентгенівського лазера  $\tau \sim 100$  фс, що набагато менше, ніж час життя ядра. У цьому наближенні для гауссівського імпульса маємо

$$P_e = 1 - \exp\{-g^2(\pi \tau / \hbar k)^2 (P/\omega) \Gamma_\gamma \exp(-\Delta^2 \tau^2)\},$$

із

$$g = (2I_e + 1)/(2I_i + 1), \quad \Delta = \omega_0 - \omega,$$

де  $I_i$  та  $I_e$  – спіни ядра в початковому та збудженому станах;  $P$  – максимальна потужність лазера;  $\omega = ck$  – частота лазерної хвилі;  $\omega_0$  – частота переходу в ядрі зі стану  $|e\rangle$  у  $|i\rangle$ ;  $\Gamma_\gamma$  – парціальна радіаційна ширина для переходу між цими станами, експериментальне значення якої зазвичай відоме.

За цією формулою було зроблено оцінки для ймовірності переходу з ізомерного рівня  $I_i = 6^-$  ізотопу  $^{84}\text{Rb}$  з енергією 463,59 кеВ та періодом напіврозпаду  $T_{1/2} = 20,26$  хв у близький збуджений стан  $I_e = 5^-$  з енергією 466,64 кеВ під дією одного лазерного імпульса з піковою потужністю  $P = 10^{20}$  Вт/см<sup>2</sup> та тривалістю 30 фс при точному резонансі ( $\Delta = 0$ ). Знайдено, що ймовірність такого переходу  $P_e = 7 \cdot 10^{-3}$ , що відповідає прискоренню розпаду ізомеру в  $10^{13}$  разів на короткому інтервалі часу  $\sim 30$  фс.

1. C.B. Collins *et al.*, Phys. Rev. **C61**, 054305 (2000).
2. G. Gosselin, V. Méot, and A.Ya. Dzyublik, Phys. Rev. **C79**, 014604 (2009).
3. A.Ya. Dzyublik, V. Méot, 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. A. Pálffy, J. Evers, and C.H. Keitel, Phys. Rev. **C77**, 044602 (2008).
6. А.Я. Дзюблик, ТМФ **87**, 86 (1991).

ELASTIC SCATTERING OF  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  AND REPULSIVE CORE POTENTIAL

V. Yu. Denisov, O. I. Davidovskaya

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

Elastic scattering data of  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  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 repulsion nature of nu-

cleon-nucleon interaction at small distances and the kinetic energy contribution due to the Pauli rearrangement and the antisymmetrization [2].

The data [1] and the optical model fits obtained by the potentials with repulsive core (solid line) for 139.5 and 158.8 MeV energies are shown in Fig. 1.

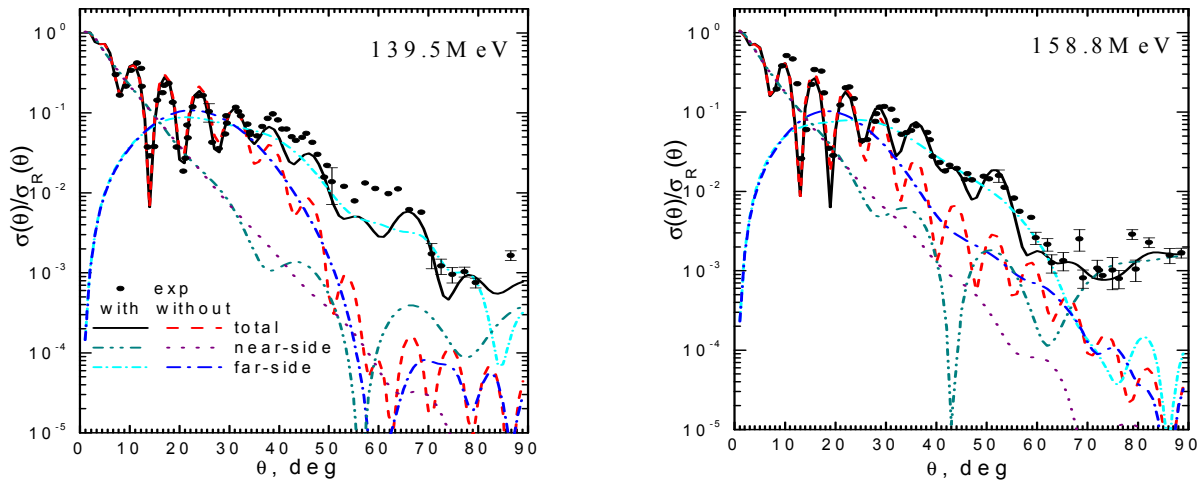


Fig. 1. Elastic-scattering data and optical model calculations for core-repulsion and coreless potentials. The cross-sections for total and near-side/far-side decomposition of the elastic  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  scattering amplitude evaluated with and without repulsive core in the potential.

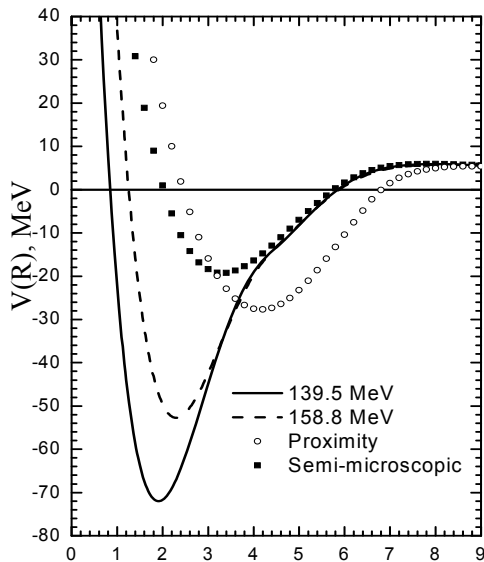


Fig. 2. The core-repulsion potential evaluated for the elastic  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  scattering for  $^{12}\text{C}$  beam energies 139.5 and 158.8 MeV. For reference the proximity [3] and semi-microscopic [4] potentials are presented also.

For manifestation of repulsive core effect we also present in Fig. 1 the results of coreless optical model calculation (dash line). We see that the cross-section

increases on backward angles due to reflection from inner core. It is shown by using the near-side/far-side decomposition method that the near-side component of the scattering amplitude mainly contributes to the elastic scattering cross-sections on forward and backward angles and the far-side component contributes to the elastic scattering cross-sections on medium and backward angles.

The repulsive core of  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  potentials at various collision energies are compared with the proximity [3] and semi-microscopic [4] potentials in Fig. 2. We see that the repulsive core is taken place at distances  $R \leq 2$  fm. Note that core of the nucleus-nucleus potential is also observed in both macroscopic proximity potential and semi-microscopic potential at similar distances.

1. S. Kubono *et al.*, Phys. Lett. **B163**, 75 (1985).
2. V.Yu. Denisov and W. Norenberg, Eur. Phys. J. **A15**, 375 (2002).
3. J. Blocki, J. Randrup, W.J. Swiatecki, and C.F. Tang, Ann. Phys. (N.Y.) **105**, 427 (1977).
4. V.Yu. Denisov, Phys. Lett. **B526**, 315 (2002).

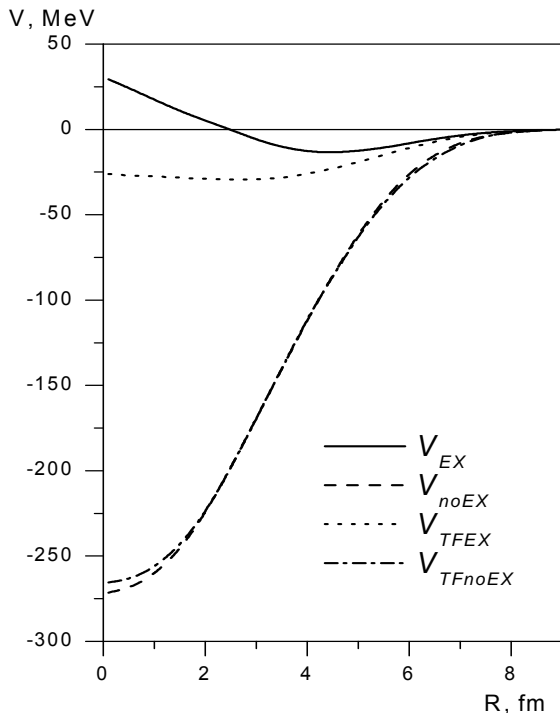


ANTISYMMETRIZATION EFFECTS IN NUCLEUS–NUCLEUS INTERACTION POTENTIAL

V. Yu. Denisov, V. A. Nesterov

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

The energy-density approximation, double-folding method and two-center shell model are used for evaluation of nuclear-nuclear interaction potential. We take into account the contribution of Pauli principle and antisymmetrization and their influence on the shape of nucleus-nucleus interaction potential. We also study the contribution of internal kinetic energy to interaction potential and its dependence on nucleon density distributions and type of nucleon-nucleon forces.



$^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$  interaction potentials evaluated in the framework of the two-center shell model. Solid line ( $V_{EX}$ ) corresponds to exact evaluation, calculation with the Thomas-Fermi approximation for kinetic energy ( $V_{TFEX}$ ) is presented by short dash line, calculation without antisymmetrization ( $V_{noEX}$ ) is marked by dash line and evaluation of the potential without antisymmetrization and with the Thomas - Fermi approximation for kinetic energy ( $V_{TFnoEX}$ ) is given by dash-dot line.

The interaction potential was obtained by using Skyrme forces [1], density dependent M3Y (DDM3Y) [2] and realistic M3Y-Raid [3] nucleon-nucleon forces, which are often used for description of various properties of nuclei and nuclear reactions. The extended Thomas - Fermi approach, shell model and Hartri - Fock - BCS method are applied for nucleon density evaluation. Furthermore, we use experimental proton density distributions evaluated from (e,e') scattering [4] too.

The effect of antisymmetrization on nuclear-nuclear interaction potential is considered in the framework of two-center shell model.

The energy-density approach takes into account nucleon kinetic energy contribution. If we neglect that contribution, potentials becomes very deep, see Figure. Therefore contribution of internal kinetic energy of nucleon is very important for nucleus-nucleus potential.

In the frameworks of two-center shell model we find that the antisymmetrization essentially influences the form of nucleon density and therefore nuclear-nuclear potential (see in Figure). The interaction potential also is dependent on the approximation used for kinetic energy density. The exact kinetic energy contribution into interaction potential is present in the energy density approach only.

1. T.H.R. Skyrme, Nucl. Phys. **9**, 615 (1959).
2. T.Khoa Dao, W. von Oertzen, and H.G. Bohlen, Phys. Rev. **C49**, No. 3, 1652 (1994).
3. T.Khoa Dao, G.R. Satchler, and W. von Oertzen, Phys. Rev. **C56**, No. 2, 954 (1997).
4. H. De Vries, C.W. De Jager, and C. De Vries, At. Data Nucl. Data Tabl. **36**, No. 3, 495 (1987).

CAPTURE OF TWO HEAVY DEFORMED NUCLEI

V. Yu. Denisov, N. A. Pilipenko

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

Capture of nuclei and formation of two touching nuclei system are the first stage of nucleus-nucleus fusion reaction. Accurate evaluation of capture cross section needs for estimation of the compound-nucleus production cross-section in nucleus-nucleus collision. The role of capture process is crucial for the super heavy element formation.

The shape of nuclei in ground state can be spherical or deformed. The shapes of colliding nuclei are very important for the entrance-barrier height and other properties of a nucleus-nucleus potential [1]. Simple expression for the potential between two axial-symmetric deformed arbitrary-oriented nuclei has been proposed in Ref. [1], which takes into account linear and quadratic terms of quadrupole deformations, and linear terms of hexadecapole deformations of both nuclei. Therefore it is interesting to discuss the role of quadratic terms on quadrupole deformations and linear terms on hexadecapole deformations on the capture cross-section of two heavy deformed nuclei.

Various orientations of deformed nuclei occurs during collisions, therefore the capture 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 of colliding nuclei and  $\langle T_l(E, \Theta_1, \Theta_2, \Phi) \rangle$  is the transmission coefficient averaged over all possible orientations of colliding nuclei. If the colliding energy  $E$  less than the barrier height at orientation angles  $\Theta_1, \Theta_2, \Phi$  [1], we use the WKB approximation for evaluation of the transmission coefficient

$$T_l(E, \Theta_1, \Theta_2, \Phi) = \{1 + \exp[\frac{2}{\hbar} \int_a^b \sqrt{2\mu(V(R, \Theta_1, \Theta_2, \Phi) - E)} dR]\}^{-1},$$

where  $a$  and  $b$  are, respectively, the inner and outer turning points. The transmission coefficient is obtained using the Hill - Wheeler approach [2] for over-barrier collision energies.

The experimental data and theoretical evaluations of capture cross-section at various approximations for reaction of  $^{48}\text{Ca} + ^{244}\text{Pu}$  are presented in Fig. 1. It is necessary to take into account quadrupole and hexadecapole deformations of  $^{244}\text{Pu}$  for accurate description of the capture cross section.

We examine the influence of averaging over angle  $\Phi$  on capture cross-section  $^{150}\text{Nd} + ^{58}\text{Gd}$  in Fig. 2. Analyzing results presented in Fig. 2 the averaging over angle  $\Phi$  and terms of potential proportional to  $(\beta_2)^2$  are necessary to take into account for accurate evaluation of capture cross-section of two heavy well-deformed nuclei.

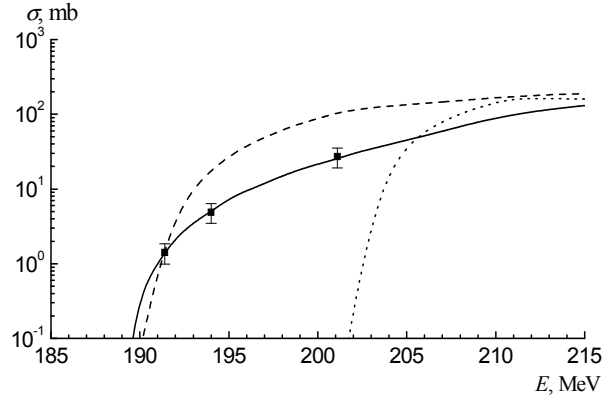


Fig. 1. Capture cross-section of reaction  $^{48}\text{Ca} + ^{244}\text{Pu}$ . Points – experimental data, solid line – theoretical calculation which take into account linear and quadratic terms of quadrupole and hexadecapole deformations, dash line – theoretical calculation which take into account only linear and quadratic terms of quadrupole deformation, dot line – spherical approximation.

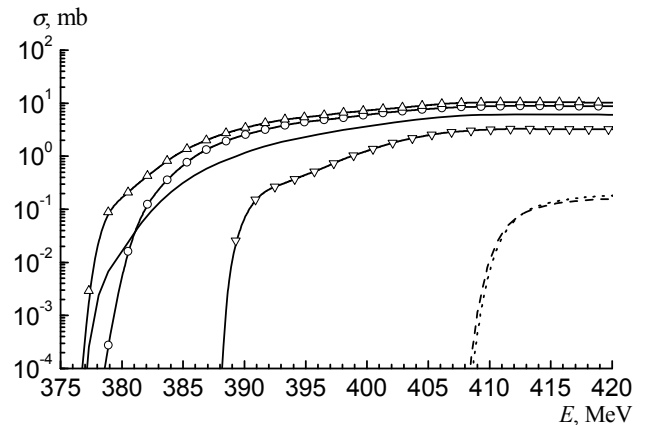


Fig. 2. The capture cross-section for system  $^{150}\text{Nd} + ^{58}\text{Gd}$ . The solid line is the most accurate our calculation. The lines with up, down triangles and circles are results obtained without averaging on orientation angle  $\Phi$  at fixed values of  $\Phi = 0^\circ, \Phi = 90^\circ$  and  $\Phi = 180^\circ$  respectively. The dash line and dot line are results evaluated without with  $\beta_4$  and  $(\beta_2)^2$  terms, respectively.

1. V.Yu. Denisov and N.A. Pilipenko, Phys. Rev. **C76**, 014602 (2007).
2. D.L. Hill and J.A. Wheeler, Phys. Rev. **89**, 1102 (1953).

## THE EMPIRICAL RELATIONS FOR ALPHA-DECAY HALF-LIVES

V. Yu. Denisov, A. A. Khudenko

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

The alpha-decay process is still very hot topic of nuclear physics. The empirical relations are important during planning experiments due to its simplicity and usability. Note that there are no simple expressions, which take into account the difference between even-even (e-e), even-odd (e-o), odd-even (o-e) and odd-odd (o-o) nuclei, the orbital momentum of the transition and its parities simultaneously.

In the present work we propose the empirical expressions for the ground-state to ground-state (g.s. to g.s.) alpha-transitions. These expressions take into account dependences on numbers of nucleons  $A$  and protons  $Z$ , the reaction energy values ( $Q$ ), the emitted alpha-particle orbital momentum and parities selection rules. For e-e, e-o, o-e and o-o nuclei we apply the separate expressions [3]:

$$\log_{10}(T_{1/2}) = a_1 + a_2 \frac{A^{1/6} Z^{1/2}}{\mu} + \frac{a_3 Z}{\sqrt{Q}} + \frac{a_4 \sqrt{1(1+1)}}{Q} \sqrt[6]{A} + a_5 \left( (-1)^l - 1 \right) \quad (1)$$

with one's own parameters. The total quantity of the fitting parameters is 18. In (1) the parameter  $\mu$  is connected with the reduced mass

$$\mu = \sqrt[6]{\frac{A}{A-4}}.$$

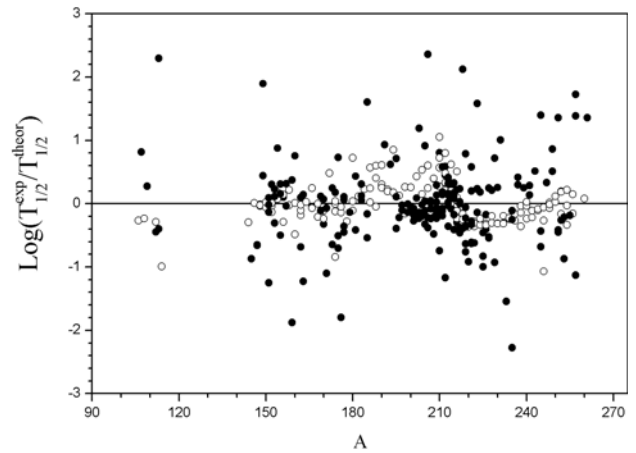
The parameters  $a_i$  are found by using the experimental data for the alpha-decay half-lives, branch ratios, spins and parities for 344 g.s. to g.s. transitions [1 - 4]. The calculations were performed for the total area of nuclei, for heavy ( $A > 208$ ,  $Z > 82$ ) and light nuclei separately. The corresponding sets of parameters were obtained [3]. In the fitting procedure the reaction energy values are calculated using mass excess experimental data [1]. The electron screening effect [4, 5] on the reaction energy values is taken into account also.

Using (1) the alpha-decay half-lives for e-e, e-o, o-e and o-o nuclei were calculated. The obtained values of alpha-decay half-lives well agree with experimental data (see Figure).

The root-mean square (rms) errors (2) of the decimal logarithms of the alpha-decay half-lives evaluated for the total data set as well as for e-e, e-o, o-e, and o-o subsets in the frame of the empirical approach and in other approaches [3].

$$\delta = \sqrt{\frac{1}{N-1} \sum_{k=1}^N \left[ \log_{10}(T_{1/2}^{\text{theor}}) - \log_{10}(T_{1/2}^{\text{exp}}) \right]^2} \quad (2).$$

Comparison of the rms errors allows concluding that: empirical relations obtained for light and heavy subsets describe better the dedicated region than ones for the total set of nuclei; the values of errors for the e-e subsets are the lowest; spin-parity corrections lead to spectacular reduction of the rms errors for e-o, o-e, and o-o nuclei.



The decimal logarithm of the experimental to theoretical alpha-decay half-life values ratio as a function of mass number. The circles denote the e-e nuclei and the spots – other types of nuclei.

In summary, to find the simple empirical relationships for  $\alpha$ -decay half-lives the data set of experimental values for 344 nuclei were fitted. The analysis was performed for the total set of nuclei and separately for heavy/light nuclei. The rms errors for our calculations with the rms errors of other approaches (in the framework of our data set) were compared.

1. G. Audi, O. Bersillon, J. Blachot, and A.H. Wapstra, Nucl. Phys. **A729**, 3 (2003).
2. NuDat2.4, <http://www.nndc.bnl.gov> (last update July 15, 2008).
3. V.Yu. Denisov and A.A. Khudenko, Phys. Rev. **C79**, 054614 (2009).
4. V.Yu. Denisov and A.A. Khudenko, At. Data Nucl. Data Tables **95**, 815 (2009).
5. K.-N. Huang, M. Aoyagi, M.H. Chen, B. Crasemann, and H. Mark, At. Data Nucl. Data Tables **18**, 243 (1976).

THE ALPHA-TRANSITIONS INTO EXCITED STATES OF THE DAUGHTER NUCLEUS

V. Yu. Denisov, A. A. Khudenko

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

The  $\alpha$ -transitions between the ground state of the parent nucleus and the excited state of the daughter nucleus have been widely discussed recently. It is very important to study such transitions experimentally to build the energy-level schema of the daughter nucleus. The  $\alpha$ -decay rates for transitions between various states of parent and daughter nuclei are very different due to energy and momentum dependencies of  $\alpha$ -decay and the structure of nuclear states.

The  $\alpha$ -decay half-lives for transitions between ground states in 344 nuclei and the  $\alpha$ -capture cross sections of  $^{40}\text{Ca}$ ,  $^{44}\text{Ca}$ ,  $^{59}\text{Co}$ ,  $^{208}\text{Pb}$ , and  $^{209}\text{Bi}$  have recently been well described in the framework of the united model for  $\alpha$ -decay and  $\alpha$ -capture (UMADAC) [1]. Now this model is applied to the description of the  $\alpha$ -decay branching ratios in various states of daughter nuclei [2], proposing that the shape of the daughter nucleus, both nuclear and Coulomb parts of the  $\alpha$ -nucleus potential, are the same as the ones for the ground state of the daughter nucleus. In this case, the same parameters of nuclear surface deformation as for the ground state can be used. Therefore the branching ratios to excited states are determined by the  $\alpha$ -decay energy and the angular momentum of the emitted  $\alpha$  particle only. Using this proposal, the branching ratios without introducing additional fitting parameters into UMADAC model can be evaluated. In the case of alpha-transition into the excited state of the daughter nucleus the alpha-decay energy is

$$Q_{i \rightarrow f} = Q_{0 \rightarrow 0} + E_{p,i} - E_{d,f}, \quad (1)$$

where  $Q_{0 \rightarrow 0}$  is the decay-energy for the ground-state to ground state alpha-transition.

The branching ratio of the  $\alpha$ -decay from the ground state of the parent nucleus into level  $i$  of the daughter nucleus is determined as

$$B_i = \frac{\Gamma(Q_i, l_i)}{\sum_n \Gamma(Q_n, l_n)} \times 100 \%,$$

where the sum is going over the alpha-decay width  $\Gamma(Q_i, l_i)$  of all states, which can be populated during the  $\alpha$ -transition from the ground state of the parent nucleus.

The hindrance factor is determined as

$$HF = T_{1/2,i}^{\text{exp}} / T_{1/2,i}^{\text{theor}},$$

where  $T_{1/2,i}^{\text{theor}}$  and  $T_{1/2,i}^{\text{exp}}$  are, correspondingly, evaluated and experimental values of half-lives for  $\alpha$ -transition from the parent nucleus into level  $i$  of the daughter nucleus.

Starting from the  $^{222}\text{Ra}$ , the  $\alpha$ -transitions from the ground into ground and excited states in 35 isotopes up to  $^{252}\text{No}$  are considered. Several examples are given in Table. Data of the  $\alpha$ -decay branch ratios, energy values of the daughter excited levels, and spins and parities were extracted from the NuDat database. The deformation parameter values, spins and parities are taken as in [3].

The comparison table of the experimental and theoretical alpha-decay half-life, BR and HF values

Transition	Transition	$Q$	$l_{\text{min}}$	$B^{\text{exp}}, \%$	$B^{\text{theor}}, \%$	$T_{1/2}^{\text{exp}}, s$	$T_{1/2}^{\text{theor}}, s$	HF
$^{238}_{94}\text{Pu} \rightarrow ^{234}_{92}\text{U}$	$0^+ \rightarrow 0^+$	5,632	0	70,90	62,00	$3,90 \cdot 10^9$	$1,83 \cdot 10^9$	2,13
	$0^+ \rightarrow 2^+$	5,589	2	28,98	31,20	$9,55 \cdot 10^9$	$3,69 \cdot 10^9$	2,63
$^{234}_{92}\text{U} \rightarrow ^{230}_{90}\text{Th}$	$0^+ \rightarrow 0^+$	4,895	0	71,38	71,00	$1,09 \cdot 10^{13}$	$1,00 \cdot 10^{13}$	1,08
	$0^+ \rightarrow 2^+$	4,842	2	28,42	26,40	$2,73 \cdot 10^{13}$	$2,70 \cdot 10^{13}$	1,01
$^{250}_{98}\text{Cf} \rightarrow ^{246}_{96}\text{Cm}$	$0^+ \rightarrow 0^+$	6,170	0	84,70	60,10	$4,88 \cdot 10^8$	$4,85 \cdot 10^8$	1,01
	$0^+ \rightarrow 2^+$	6,127	2	15,00	32,00	$2,75 \cdot 10^9$	$9,12 \cdot 10^8$	3,02

- V. Yu. Denisov and A. A. Khudenko, At. Data Nucl. Data Tables **95**, 815 (2009).
- V. Yu. Denisov and A. A. Khudenko, Phys. Rev. **C80**, 034603 (2009).
- NuDat2.4, <http://www.nndc.bnl.gov> (last update July 15, 2008).

## ВИВЧЕННЯ КЛАСТЕРНОЇ СТРУКТУРИ ЯДЕР $^{24}\text{Mg}$ НА ОСНОВІ МОЛЕКУЛОПОДІБНОГО НАБЛИЖЕННЯ

В. П. Михайлюк

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

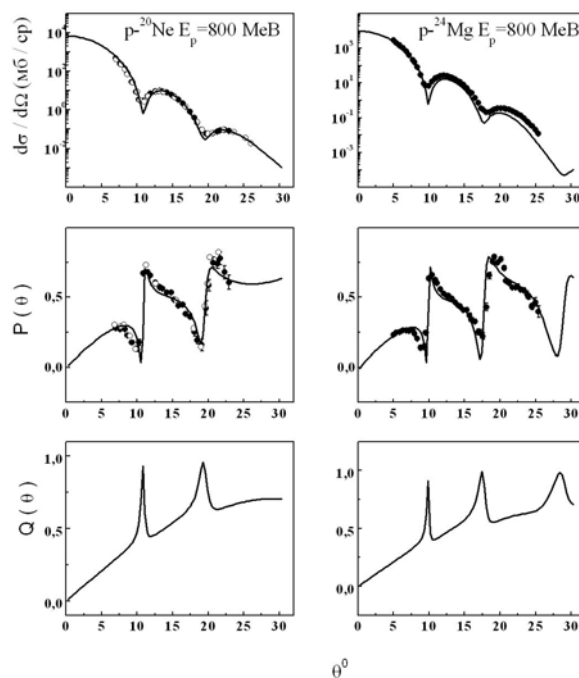
В ядерній фізиці розподіл нуклонів в ядрах вивчається за допомогою розсіяння високоенергетичних електронів або на основі вивчення величин, що спостерігаються в різноманітних ядерних реакціях.

Важливу інформацію щодо розподілу нуклонів в ядрах можна отримати з аналізу поведінки величин, що спостерігаються в пружному розсіянні протонів з енергією порядку 1 ГеВ цими ядрами. На даний час для аналізу таких процесів найбільш широко й ефективно використовується теорія багатократного дифракційного розсіяння (ТБДР).

У даній роботі ядро  $^{24}\text{Mg}$  вивчалось на основі  $\alpha$ -кластерної моделі з дисперсією [1]. При розрахунках, як і у випадку ядра  $^{20}\text{Ne}$  [2], було враховано як кластерні ступені свободи цього ядра в цілому, так і  $\alpha$ -кластерна структура остова [3]. Ядро  $^{24}\text{Mg}$  розглядалось таким, що складається з деформованого остова (ядро  $^{16}\text{O}$ ) і двох  $\alpha$ -кластерів, що утворюють гантель, яка з найбільшою ймовірністю здійснює осциляції поблизу центра мас остова.

Такий підхід відповідає молекулоподібному наближенню, в якому вважається, що сильно-зв'язані ядра за відповідних умов можуть утворювати слабкозв'язані молекулоподібні конфігурації, не втрачаючи при цьому своєї індивідуальності [4].

За допомогою такої моделі і ТБДР було розраховано диференційні перерізи, поляризації та функції повороту спіну для пружного розсіяння протонів з енергіями 800 і 250 МеВ ядрами  $^{24}\text{Mg}$  [5]. Результати проведених розрахунків для енергії 800 МеВ наведено на рисунку. Для порівняння на рисунку також наведено результати розрахунків тих самих величин, що спостерігаються у пружному розсіянні протонів ядрами  $^{20}\text{Ne}$  [2] при енергії 800 МеВ. Зазначимо, що в даному підході параметри густини ядра  $^{24}\text{Mg}$  було отримано із співставлення поведінки розрахованих та виміряних зарядових формфакторів цього ядра [5].



Диференційні перерізи, поляризації та функції повороту спіну для пружного розсіяння протонів ядрами  $^{20}\text{Ne}$  та  $^{24}\text{Mg}$  при енергії 800 МеВ

З рисунка видно, що розраховані величини, які спостерігаються в пружному розсіянні протонів ядрами  $^{24}\text{Mg}$ , узгоджуються з наявними експериментальними даними. При цьому передбачена поведінка розрахованих функцій повороту спіну аналогічна поведінці тих самих величин, що спостерігаються у пружному розсіянні протонів ядрами  $^{16}\text{O}$  [3].

1. Yu.A. Bereznoy, V.V. Pilipenko, and G.A. Khomenko, *J. Phys.* **G10**, 63 (1984).
2. Ю.А. Бережной и В.П. Михайлюк *ЭЧАЯ* **39**, Вып. 2, 437 (2008).
3. Yu.A. Bereznoy, V.P. Mikhailyuk, and V.V. Pilipenko, *J. Phys.* **G18**, 85 (1992).
4. Y. Fujiwara, H. Horiuchi, K. Ikeda *et al.*, *Prog. Theor. Phys. Suppl.* **68**, 29 (1980).
5. Yu.A. Bereznoy, V.P. Mikhailyuk, and V.V. Pilipenko *Eur. Phys. J.* **A39**, 125 (2009).

**ЭФФЕКТИВНЫЙ БАЗИС МЕТОДА РЕЗОНИРУЮЩИХ ГРУПП (МРГ)  
ДЛЯ РАССЕЯНИЯ  ${}^3\text{H}(d, d){}^3\text{H}$**

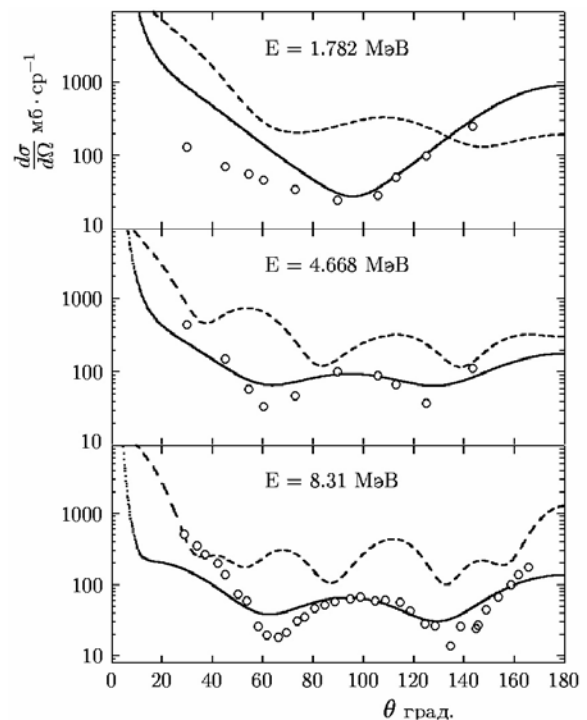
**Ю. Е. Козырь**

*Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев*

Рассеяние дейтронов на легких ядрах к настоящему времени не получило удовлетворительного микроскопического описания. Расчеты МРГ с пространственным базисом, построенным из волновых функций основных состояний сталкивающихся ядер, дают завышенные значения дифференциальных сечений, форма которых обычно далека от экспериментальной. Расширение базиса с помощью всякого рода «поляризационных добавок», «псевдосостояний» и т.п. феноменов неясной физической природы улучшает положение недостаточно. Для одной из самых простых систем,  $d + t$ , лучшим по описанию остается результат [1], где подобие с экспериментом достигнуто добавкой мнимого оптического потенциала, что не позволяет считать этот расчет последовательно микроскопическим.

В настоящей работе к системе  $d + t$  применяется разработанный в [2] подход к построению базиса, рассматривающий изменение параметров оболочечного потенциала фрагментов канала при их сближении. В предположении простейшей, ступенчатой, зависимости осцилляторного радиуса взаимодействующих кластеров от расстояния между ними выполнен одноканальный расчет рассеяния для набора значений энергии в диапазоне энергии от 1,5 до 8,31 МэВ. Волновые функции ядер на больших расстояниях строились из  $1s$ -функций осцилляторных потенциалов с радиусом  $b_e = \sqrt{\hbar/m\omega} = 1,56$  фм для  $d$  и  $b_e = 1,35$  фм для  $t$ . Эти значения  $b$  минимизируют внутреннюю энергию  $d$  и  $t$  для применявшегося в расчетах нуклон-нуклонного потенциала (ННП) [1]. Волновая функция 5-нуклонной системы полностью антисимметризовалась.  $r_x$  – точка скачка радиусов  $b$  и их значения  $b_i$  при  $r < r_x$  отыскивались из условия наилучшего описания расчетом экспериментальных сечений. В результате для дейтрона получено  $b_i = 1,22$  фм, для тритона  $b_i = 1$  фм. Расчеты с неизменным значением  $b$  для одного из кластеров хороших результатов не дали. Как видно из рисунка, расчет ближе всего к эксперименту при  $E = 1,782$  МэВ, где условие одноканальности процесса практически выполняется; здесь  $r_x = 10,4$  фм. При  $E = 4,668$  МэВ уже открыты каналы  $n + p + t$ ,  $n + n + {}^3\text{He}$ , не принимавшиеся в расчет. Здесь, однако, довольно близким к эксперименту оказывается результат, получаемый с проекцией

волновой функции системы на группу из трех состояний полного углового момента  $J: \frac{3}{2}^+, \frac{3}{2}^-, \frac{5}{2}^+$ , который и приводится на рисунке. Подобная картина наблюдается и при  $E = 8,31$  МэВ, где дополнительно открыт канал  $n + d + d$ . Видимо, при этих энергиях основной вклад в упругое рассеяние дают именно отмеченные состояния  $J$ , в то время как остальные больше связаны с другими каналами. С увеличением энергии наблюдалась тенденция к уменьшению оптимального значения  $r_x$  на 0,1 - 0,2 фм. Практически такие же результаты получались с ННП Волкова, применявшимся в уточненном в [2] варианте V1. Важную роль играла пространственно-обменная часть обоих ННП,  $m$  – ее вклад в обозначениях, принятых для ННП Волкова, составлял 0,6.



Дифференциальные сечения упругого рассеяния  ${}^3\text{H}(d, d){}^3\text{H}$ . Энергия в системе центра масс указана в поле каждой части рисунка. Сплошная линия – расчет с дистанционно-зависимым базисом ( $b_i \neq b_e$ ); штриховая – расчет с постоянным базисом ( $b_i \equiv b_e$ ); точки – эксперимент.

1. F.S. Chwieroth, R.E. Brown, Y.C. Tang, and D.R. Thompson, Phys. Rev. **C8**, 938 (1993).
2. Ю.Е. Козырь, Изв. РАН. Сер. физ. **69**, 737 (2005).



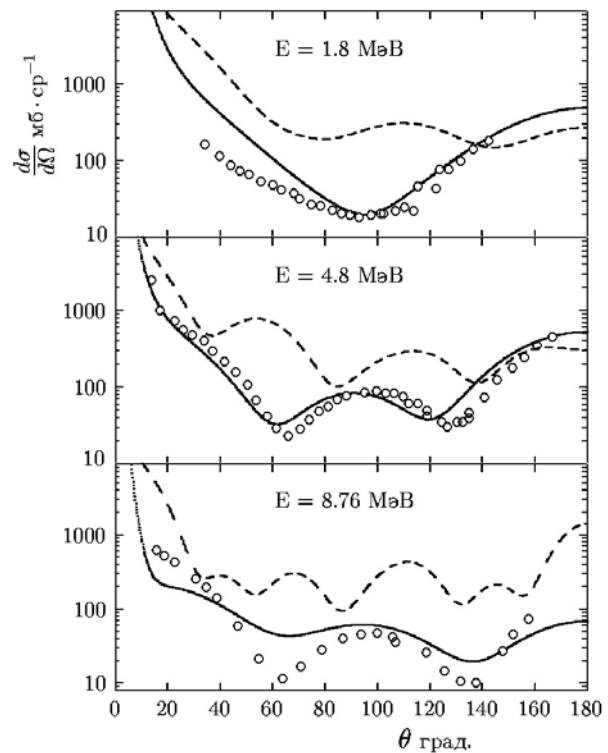
РАСЧЕТ РАССЕЙНИЯ  ${}^3\text{He}(d, d){}^3\text{He}$  ПРИ ЭНЕРГИИ 1 - 8 МэВ  
ПО МЕТОДУ РЕЗОНИЗУЮЩИХ ГРУПП (МРГ)

Ю. Е. Козырь

Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев

Микроскопические расчеты рассеяния в системе  $d + {}^3\text{He}$  при указанной энергии, несмотря на постоянный интерес к этой задаче с начала 70-х годов, удовлетворительного описания экспериментальных дифференциальных сечений не дают. Причиной этому является очевидная неадекватность стандартной формы пространственного базиса, образованной из волновых функций основных состояний  ${}^2\text{H}$  и  ${}^3\text{He}$ , и ряд многочастичных каналов реакции, открывающихся при  $E > 2,22$  МэВ. Настоящая работа рассматривает положение с позиций предложенного в [1] подхода к построению базиса, когда вводится зависимость осцилляторных оболочечных потенциалов взаимодействующих кластеров от расстояния между ними. Предполагался скачкообразный переход осцилляторных радиусов  $b = \sqrt{\hbar/m\omega}$  этих потенциалов от феноменологического значения  $b_e$  на дальней асимптотике к некоторым адекватным значениям  $b_i$  для каждого кластера в области взаимодействия. Оптимальные значения  $b_i$  и координата скачка  $r_x$  находятся из условия наилучшего описания экспериментальных данных. Значения  $b_e$  определялись из условия минимизации внутренней энергии основного состояния каждого ядра с нуклон-нуклонным потенциалом (ННП) [2], применявшимся в расчетах. Полученные значения  $b_e = 1,56$  фм для дейтрона и  $b_e = 1,35$  фм для  ${}^3\text{He}$  близки к феноменологическим. Динамические уравнения МРГ решались для двадцати начальных состояний полного углового момента и четности  $\mathcal{J}^\pi$ . Оптимальное описание эксперимента для всех значений энергии получено с  $b_i = 1,1$  фм для дейтрона и  $b_i = 0,89$  фм для  ${}^3\text{He}$ . Значение  $r_x$  в практически одноканальной области энергии ( $E < 2,2$  МэВ) и до примерно 5 МэВ было 10,6 фм, далее оно уменьшалось до 10,2 фм при  $E = 8,76$  МэВ. Типичные результаты расчета представлены на рисунке. При  $E = 1,8$  МэВ принятый базис существенно улучшает результаты расчета по форме и абсолютной величине. При  $E = 4,8$  МэВ уже открыт канал  $n + p + {}^3\text{He}$  ( $Q = -2,225$  МэВ), что, видимо, объясняет заметное удаление расчетных одноканальных сечений от эксперимента. Здесь остается близким к эксперименту результат, получаемый с проекцией волновой функции 5-нуклонной системы на группу из трех начальных четных состояний  $\mathcal{J}^\pi$ :  $1/2^+$ ,  $3/2^+$ ,  $5/2^+$ ; он

представлен на рисунке сплошной линией. При  $E = 8,76$  МэВ дополнительно открыты еще два канала:  $p + d + d$  ( $Q = -5,494$  МэВ) и  $p + p + n + d$  ( $Q = -7,718$  МэВ), что еще более снижает справедливость результатов одноканального расчета, но здесь близок к эксперименту расчет с проектированием волновой функции на группу трех смежных состояний  $\mathcal{J}^\pi$   $3/2^+$ ,  $3/2^-$ ,  $5/2^+$ , приводимый на рисунке. Отметим, что при проектировании по  $\mathcal{J}^\pi$  волновой функции системы, построенной с «обычным» базисом ( $b_i \equiv b_e$ ), результаты достаточно далеки от эксперимента. На всех этапах расчета отмечена важная роль пространственно-обменной части ННП. В обозначениях, принятых для ННП Волкова, ее вклад  $m$ , подбиравшийся в ходе расчетов, был равен 0,7.



Дифференциальные сечения упругого рассеяния  ${}^3\text{He}(d, d){}^3\text{He}$ . Энергия в системе центра масс указана в поле каждой части рисунка. Сплошная линия – расчет с дистанционно-зависимым базисом ( $b_i \neq b_e$ ); штриховая – расчет с постоянным базисом ( $b_i \equiv b_e$ ); точки – эксперимент.

1. Ю.Е. Козырь, Изв. РАН. Сер. физ. **69**, 737 (2005).
2. F.S. Chwieroth, R.E. Brown, Y.C. Tang, and D.R. Thompson, Phys. Rev. **C8**, 938 (1993).

## МОДИФИЦІРОВАНА ІНТЕРПОЛЯЦІОННА ЯДЕРНА МОДЕЛЬ

**В. К. Тартаковський**

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

Для нерелятивістських малонуклонних систем пропонується новий модифікований варіант інтерполяційної ядерної моделі, в рамках якого отримані рівняння руху для системи «протон-дейтрон» і системи із нез'язаних нейтрона і двох протонів. З їх використанням отримані розрахунки відповідних хвильових функцій цих систем, які в свою чергу були використані для розрахунку диференціальних сечень двучастинного і трічастинного електророзщеплення тріхнуклонних ядер. Модифікована інтерполяційна модель для малонуклонних систем призводить краще, ніж ранні варіанти інтерполяційної моделі, згідно з спостере-

женими сеченнями та результатами більш точних розрахунків на основі фаддєвського підходу.

Основна ідея нового варіанта пропонуваної моделі заключається в тому, що в порівнянні з старим варіантом моделі тепер не ігнорується першими К-гармоніками зовнішньої частини хвильової функції системи, які були залишені в внутрішній частині хвильової функції. Це призводить до того, що тепер хвильові функції системи нуклонів в кінцевому і початковому станах будуть ортогональними в порівнянні з хвильовими функціями старої моделі, і це є основною причиною успішного опису експериментів з використанням нових хвильових функцій.

## НОВІ ПРАВИЛА ВИБОРУ В ЯДЕРНИХ ПРОЦЕСАХ

**В. К. Тартаковський**

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

Використання симетрії в структурі атомного ядра дозволило встановити нові додаткові правила вибору (окрім відомих правил вибору за моментом і парністю) для мультипольних переходів в ядрах. З допомогою таких нових правил вибору можливо суттєво спростити обчислення матричних елементів переходу, а також дослідити деякі важливі властивості ядерної структури. На прикладі електровозбудження ядер літію в рамках багатичастинної оболонкової моделі встановлено не тільки загальні і деякі частинні нові правила вибору, отримані при використанні властивостей симетрії виражень з коефіцієнтами векторного додавання моментів, але й так звані «приховані» додаткові правила вибору, пов'язані з поки не встановленими, т.е.

«прихованими», властивостями симетрії фізическої системи. Згаданим методом можливо знайти нові правила вибору для атомів і молекул і взагалі для обмежених квантовомеханічних систем. Звернемо увагу, що нові правила вибору в таких системах пов'язані не тільки з кутовими моментами і парністю їх підсистем, але й з ізотопічними спінами (для сильновзаємодіючих частинок), схемами Юнга, генеалогічними коефіцієнтами і іншими квантовомеханічними характеристиками, для деяких з яких до кінця не сформульовано їх властивості. В частині, «приховані» правила вибору (на деякі з них вказують іноді експерименти) можуть допомогти в дослідженні малодосліджених властивостей складних систем.

## ПЕРЕФОРМУЛИРОВАННЫЕ УРАВНЕНИЯ ФАДДЕЕВА И МЕТОД К-ГАРМОНИК

**В. И. Ковальчук<sup>1</sup>, И. В. Козловский<sup>2</sup>, В. К. Тартаковский<sup>3</sup>**

<sup>1</sup>Киевский национальный университет имени Тараса Шевченко, Киев

<sup>2</sup>Институт теоретической физики им. Н. Н. Боголюбова НАН Украины, Киев

<sup>3</sup>Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев

Три связанные уравнения Фаддеева однозначно определяют три волновые функции, а сумма этих уравнений с использованием связи двухчастичных операторов перехода с потенциалами, одно уравнение, полученное нами, однозначно определяет сумму упомянутых трех функций, т.е. одну искомую полную волновую функцию трехчастичной системы. Наиболее сложная часть полной волновой функции, удовлетворяющая переформулированному указанным образом уравнению Фаддеева и описывающая движение трех нуклонов в области нуклон-нуклонного взаимодействия, была разложена в ряд по гиперсферическим полиномам с сохранением гармоник  $K = 0, 1$  и  $2$ . Ряд оказался быстро сходящимся. Для коэффициентов указанного

разложения (т.е. радиальных функций от коллективной переменной с размерностью длины) была составлена система одномерных интегральных уравнений, которая затем была численно решена для заданных нуклон-нуклонных потенциалов. Были рассчитаны волновые функции системы “нейтрон-дейтрон”, а также фазы и сечения нейтрон-дейтронного рассеяния для энергий ниже порога развала дейтрона. Результаты вычисления нейтрон-дейтронных фаз и сечений упругого рассеяния нейтронов на дейтронах удовлетворительно согласуются с соответствующими экспериментальными данными. Предложенный метод достаточно общий и может быть использован для решения других задач.

## АНАЛИЗИРУЮЩАЯ СПОСОБНОСТЬ ДЛЯ НЕЙТРОН-ДЕЙТРОННОГО РАССЕЯНИЯ

**В. И. Ковальчук<sup>1</sup>, В. К. Тартаковский<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>Киевский национальный университет имени Тараса Шевченко, Киев

<sup>2</sup>Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев

С использованием формализма Фаддеева с гиперсферическим базисом вычислены дифференциальные сечения и анализирующие способности для реакции рассеяния нейтронов на дейтронах при энергиях нейтронов, не превышающих порог расщепления дейтрона. Волновая функция системы представляется в виде суммы трех слагаемых: первое из них представляет произведение падающей нейтронной плоской волны на волновую функцию основного состояния дейтрона; второе слагаемое бралось в виде произведения Дейтронной волновой функции и рассеянной сферической волны (сумма указанных первых двух слагаемых представляет собой асимптотическую часть полной волновой функции системы “нейтрон-дейтрон”); третье слагаемое

есть решение интегрального уравнения Фаддеева для системы “нейтрон-дейтрон”, которое мы находили численно для основной  $K$ -гармоники. Мы нашли численные значения квартетных фаз для первых трех значений орбитального момента при подгонке рассчитанных сечений к экспериментальным. При расчетах использовался нуклон-нуклонный потенциал Хюльтена. Угловые зависимости рассчитанных дифференциальных сечений, найденные нами численные значения упомянутых фаз и полученные при их использовании анализирующие способности, связанные с поляризацией, удовлетворительно согласуются с соответствующими экспериментальными данными.

BREMSSTRAHLUNG DURING  $\alpha$ -DECAY OF THE DEFORMED  $^{226}\text{Ra}$  NUCLEUS

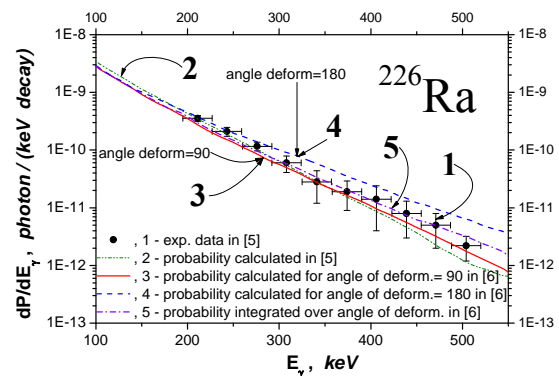
S. P. Maydanyuk, V. S. Olkhovsky

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

Recent years many attempts have been made to study a nature of bremsstrahlung emission in  $\alpha$ -decay of heavy nuclei. After the first experiments [1, 2] in measurement of bremsstrahlung during  $\alpha$ -decay of nuclei  $^{210}\text{Po}$ ,  $^{214}\text{Po}$ ,  $^{226}\text{Ra}$  and  $^{244}\text{Cm}$ , new models have been developed and new experiments [3 - 5] have been performed. Key idea of such research lays in search of new methods of obtaining from the bremsstrahlung spectra a new information about dynamics of  $\alpha$ -decay and dynamics of tunneling. In 2009, we have for the first time constructed a fully quantum model describing the angular distribution of bremsstrahlung photon emission accompanying the  $\alpha$ -decay of deformed nuclei [6]. Such a model allows us to calculate probability of emitted photons for different values of the angle between the direction of the  $\alpha$ -particle motion and the axial symmetry axis of the decaying nucleus.

A main question which could be asked to such a model is how much the nuclear deformation influences on the bremsstrahlung spectrum. Another important question is directed on its practical realization: whether is it possible to obtain stable spectra after the inclusion of the nuclear deformation into the model? In order to clarify this, we have calculated the bremsstrahlung spectrum for the  $^{226}\text{Ra}$  nucleus which has non-zero quadrupole deformation parameter  $\beta_2$ . The calculated photon emission probabilities of the bremsstrahlung accompanying the  $\alpha$ -decay of  $^{226}\text{Ra}$ , at different values of the angle  $\theta$  between direction of the  $\alpha$ -particle motion and its tunneling in the barrier region and direction of the symmetry axis of the decaying  $^{226}\text{Ra}$  nucleus, are presented in Figure. As Figure shows, the result obtained at  $\theta = 180^\circ$  or  $0^\circ$  (dashed line 4) is higher than the one at  $\theta = 90^\circ$  (full line 3). The difference between these two curves is evident and stable inside whole energy region of the emitted photons, it increases by increasing the photon energy  $E_\gamma$ . This fact confirms that shape of the bremsstrahlung spectrum is sensitive to the deformation of the nucleus in the  $\alpha$ -decay and such a result (obtained for the first time) is stable. Since in the experiment [4, 5]  $\alpha$ -detector cannot select direction of the  $\alpha$ -particle

motion with respect to the direction of the symmetry axis, the obtained probability has further been integrated over the angle  $\theta$  from  $0^\circ$  to  $\pi$ . Such a new spectrum is presented in the figure by next line 5 and it better describes the experimental data [5] at higher photon energies  $E_\gamma > 350$  keV than our previous calculations (dash-double dotted, green line) performed for spherically symmetric  $\alpha$ -decay [5].



(Color on-line) The bremsstrahlung photon emission probabilities in the  $\alpha$ -decay of the  $^{226}\text{Ra}$  nucleus [6]: full circles 1 are the experimental data given in [5]; dash-double dotted line 2, green, for probability calculated for the spherically symmetric decay given in [5]; full line 3, red, is for probability calculated by new model at  $\theta = 90^\circ$ ; dashed line 4, blue, for probability calculated by the new model at  $\theta = 180^\circ$ ; dash-dotted line 5, violet, for probability integrated over all  $\theta$  angles.

The results show by a clear way the role and the influence of the nuclear deformation of the decaying nucleus on the bremsstrahlung photon spectrum.

1. N. V. Eremin, G. Giardina *et al.*, Phys. Lett. **B332**, 25 (1994); Phys. Rev. Lett. **85** (14), 3061 (2000).
2. J. Kasagi *et al.*, Phys. Rev. Lett. **79** (3), 371 (1997); Journ. Phys. **G23**, 1451 (1997); Phys. Rev. Lett. **85** (14), 3062 (2000).
3. H. Boie *et al.*, Phys. Rev. Lett. **105** (2), 343 (2007); U. D. Jentschura *et al.*, Phys. Rev. **C77**, 014611 (2008), nucl-th/0606005.
4. G. Giardina, G. Fazio, G. Mandaglio *et al.*, Europ. Phys. Journ. **A36** (1), 31 (2008).
5. G. Giardina, G. Fazio, G. Mandaglio *et al.*, Modern Physics Letters **A23** (31), 2651 (2008).
6. S. P. Maydanyuk, V. S. Olkhovsky G. Giardina *et al.*, Nucl. Phys. **A823** (1 - 4), 38 (2009).

**ОБМЕННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ТОЖДЕСТВЕННЫХ ЧАСТИЦ ДИСКРЕТНОГО СПЕКТРА ПРИ ОДНОВРЕМЕННОМ ТУННЕЛИРОВАНИИ ИХ ЧЕРЕЗ ПОТЕНЦИАЛЬНЫЙ БАРЬЕР, РАЗДЕЛЯЮЩИЙ ЭТИ ЧАСТИЦЫ**

**Л. С. Марценюк, С. П. Майданюк, В. С. Ольховский**

*Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев*

Процессы столкновения рассматриваются в [1] в системе центра масс. Схематическое изображение взаимодействия частиц в поле прямоугольного квантового барьера показано на рисунке.

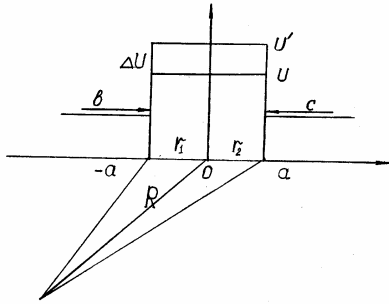


Схема взаимодействия частиц в поле прямоугольного потенциального барьера.

Рассмотрим 2 случая:

1-й случай – барьер непрозрачен для туннелирования. Предположим, что барьер становится непрозрачным для туннелирования при некотором потенциале, соответствующем величине  $U'$ . Имеем  $\Psi_{b,c} = \Psi_b(r_1)\Psi_c(r_2)$ , где  $\Psi_b(r_1)$  – решение уравнения  $\hat{H}\Psi_b(r_1) = E_b\Psi_b(r_1)$ , отвечающего значению  $E_b$ , и, аналогично, для  $\Psi_c(r_2)$ ,  $E_c$ . Энергия системы  $E_0 = E_c + E_b$ . Так как при изменении местами частиц ничего не меняется, то  $\Psi_{c,b} = \Psi_b(r_2)\Psi_c(r_1)$  будут соответствовать той же энергии  $E_0$ , т.е. мы имеем двукратное вырождение энергетического уровня системы.

2-й случай – барьер прозрачен для туннелирования. Этот случай реализуется, когда к области барьера приложено дополнительное постоянное поле в противоположном первоначальному направлении, создающее добавочный потенциал  $|\Delta U|$ .

Тогда имеем

$$U = U' - |\Delta U|.$$

Будем рассматривать добавочный потенциал  $|\Delta U|$  как малое возмущение в системе частиц, первоначально между собой не взаимодействующих из-за непрозрачности барьера (1-й случай).

При одновременном приближении частиц  $b$  и  $c$  к границам барьера могут возникать эффекты,

связанные с обменным взаимодействием тождественных частиц.

Для  $|\Psi_b \cdot c|^2$  добавляется слагаемое

$$|\Psi_b(r_1)\Psi_c(r_2)|^* \Psi_c(r_1)\Psi_b(r_2),$$

и, следовательно, появляется добавочная энергия, соответствующая энергии взаимодействия тождественных частиц. Эту энергию можно вычислить, в соответствии с [2], по формуле

$$V = |\Delta U| \int_r \Psi_b^*(r_1)\Psi_c^*(r_2)\Psi_b(r_2)\Psi_c(r_1).$$

Из этого уравнения видно, что величина  $V$  определяется «перекрытием» волновых функций  $\Psi_b$  и  $\Psi_c$ . Такой подход позволил при соответствующих упрощениях получить в первом приближении теории возмущений выражение для величины энергии обменного взаимодействия [1].

Более точные значения для соответствующих параметров туннелирования можно получить, если представить волновую функцию движущейся частицы в виде волнового пакета [3].

При таком представлении в [3] время туннелирования определяется как

$$\tau_T^{ph} = \hbar \frac{\partial \arg A_T}{\partial E}.$$

Поскольку обменной энергии  $V$  соответствует некое значение  $\omega'$  ( $V = \hbar\omega'$ ) и, соответственно,  $\Psi_T$  переходит в  $\Psi'_T = A'_T \exp(\frac{i}{\hbar}\sqrt{2m(E \pm V)})$ , то, следовательно, получаем и изменение значения времени туннелирования.

1. L.S. Martseniuk, S.P.Maidaniuk, and V.S.Olkhovsky, Problems of atomic science and technology **3**, 51 (2009).
2. Д. Бом, Квантовая теория (М.: Наука, 1965), 727 с.
3. G. Privitera, G. Salesi, V.S. Olkhovsky, and E. Recami, Rivista del nuovo cimento **26**, No. 4, 55 (2003).

**TO THE MODIFICATION OF METHODS OF NUCLEAR CHRONOMETRY  
IN ASTROPHYSICS AND GEOPHYSICS**

**V. S. Olkhovsky, M. E. Dolinska**

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

It is presented in [1, 2] a new quantum-mechanical approach for the description of the  $\alpha$ -decay evolution with considering of such excited states and multiple  $\gamma$ -radiations and  $\gamma$ -absorptions inside the stars and under the influence of the cosmic radiation on the earth surface. It is based on the generalized Krylov-Fock theorem. Some examples with the simple estimations are presented. They bring to the conclusion that the usual (non-corrected) “nuclear clocks” do really indicate not to realistic values but to the *upper limits* of the durations of the  $\alpha$ -decay stellar and planet processes. It is necessary also to take into account the possible modifications of the stellar and cosmic nucleo-synthesis. And it can strongly influence on our estimations of the universe age.

The  $\alpha$ -decays of nuclei-chronometers from the only *ground* states are usually taken into account in the practical applications of the standard methods of nuclear chronometry for the stellar and terrestrial processes. But really the cosmic nucleo-synthesis includes also the analysis of formation of the initial long-living isotopes during *s*- and *r*-processes. In these processes, inside stars and supernova not only the ground states but also all possible excited states of synthesized nuclei are being formed as a result of radiation captures (*n,  $\gamma$* ) and (*p,  $\gamma$* ).

And from the Geiger and Nutall  $\alpha$ -decay law it follows directly that the lifetime  $\tau_{\text{exc}}$  of the  $\alpha$ -decaying nucleus does very strongly depend on the  $\alpha$ -particle kinetic energy. In many cases the lifetime  $\tau_{\text{exc}}$  is diminished by several orders with the increasing of the  $\alpha$ -particle energy by 1 - 2 MeV! But up to now no systematic experimental study of the excited radioactive nuclei relative to the  $\alpha$ -decays on their excitation energy had been undertaken in the analysis of lifetimes because of the much more rapid (within  $10^{-13}$  -  $10^{-9}$  s) and so strong  $\gamma$ -decays of the excited nuclei. Previously it had

usually assumed that there is no practical reason to take into account the much more slow and so very weak processes of the  $\alpha$ -decays from the excited states. The Table represents the impressive calculation results for the  $\alpha$ -decay real duration of the nucleus-chronometer  $^{238}\text{U}$ .

**Comparison of the calculation results for  $t_{\text{real}}$   
and  $t_{\text{usual}}$  on the base of presented method**

$t_{\text{real}}$ years	$2 \cdot 10^3$	$4 \cdot 10^3$	$6 \cdot 10^3$	$8 \cdot 10^3$
$t_{\text{usual}}$ years	$3.32002 \cdot 10^9$	$3.32004 \cdot 10^9$	$3.32006 \cdot 10^9$	$3.32008 \cdot 10^9$
$t_{\text{real}}$ years	$1 \cdot 10^4$	$1 \cdot 10^6$	$0.8 \cdot 10^8$	$1.8 \cdot 10^9$
$t_{\text{usual}}$ years	$3.3201 \cdot 10^9$	$3.321 \cdot 10^9$	$3.4 \cdot 10^9$	$3.5 \cdot 10^9$

The presented simplified estimations bring to the conclusion that the usual (non-corrected) “nuclear clocks” do really indicate not to the realistic values but to the *upper limits* of the durations of the  $\alpha$ -decay stellar and planet processes and also that the realistic durations of these processes have to be noticeably smaller.

As a continuation and extension of the exposed results, we propose a scientific program of the future investigations for students, post-graduate students and young researchers, taking into account

- 1) the chains of the successive decays of every star or terrestrial chronometer,
- 2) several initial excited states of every star or terrestrial chronometer,
- 3) both  $\alpha$ - and  $\beta$ -radioactive decays and also the possible modifications of processes of the stellar and cosmic nucleo-synthesis.

1. V.S. Olkhovsky, M.E. Dolinska, and N.L. Doroshko, *БАИТ* **3**, 9 (2009).
2. V. Olkhovsky and M. Dolinska, *Central Eur. J. Phys.*, 2009; DOI:10.2478/s115340090074-0 (online).



**DELAY-ADVANCE PARADOX NEAR A DISTORTED RESONANCE IN THE CENTER-OF-MASS SYSTEM AND ITS RESOLVING IN THE LABORATORY SYSTEM**

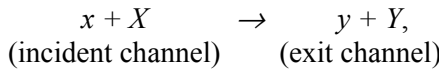
**V. S. Olkhovsky, M. E. Dolinska, S. A. Omelchenko**

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

In 1981 - 2003 there had been revealed a paradox of the phenomenon of the appearing of the time advance instead of the time delay near a compound-nucleus resonance, distorted by the non-resonant background, in the center-of-mass system. This phenomenon was connected with the presence of a certain zero besides the resonance pole of the scattering amplitude or the correspondent  $T$ -matrix, besides the resonance pole, in the lower unphysical half-plane of the Riemann surface. And in some other papers there had been also revealed the appearing of the quite similar time advance in collisions near a minimum of the correspondent cross section.

In 2009 (see [1]) such paradox is solved namely in the laboratory system. It is found that in the laboratory system the time advance is eliminated by the real time delay, caused by the motion of the decaying compound nucleus from the collision point till the point of the final decay.

If we consider the interference phenomena between prompt direct and delayed compound-resonance processes of the reaction



we can see their qualitative difference in the center-of-mass ( $C$ -) and laboratory ( $L$ -) systems. In Fig. 1,  $a$  and  $b$  these two processes in the  $L$ -system are pictorially presented (they represent the prompt (direct) and the delayed compound-resonance mechanisms of the emitting  $y$  particle and  $Y$  nucleus, respectively.). The both mechanisms are kinetically indistinguishable in a macroscopic measurement but they are microscopically different processes.

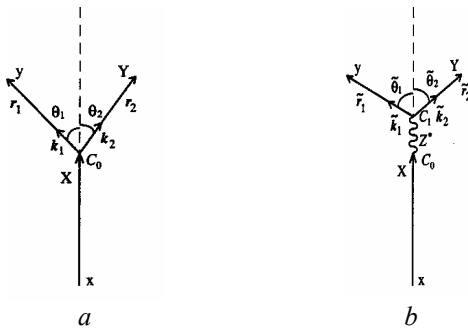


Fig. 1

Fig. 1,  $a$  represents the direct process of the prompt emission of the final products from the collision point  $C_0$ , while Fig. 1,  $b$  represents the motion of the compound-resonance nucleus  $Z^*$  from point  $C_0$  to point  $C_1$ , where it decays by the final products  $y + Y$  after traveling a distance between  $C_0$  and  $C_1$  which is equal to  $\sim V_C \tau_{res}$  before its decay. Here  $V_C$  is the center-of-mass velocity and  $\tau_{res} = (\hbar\Gamma/2)/[(E_Z - E_{res,Z})^2 + \Gamma^2/4]$  is the mean time of the nucleus  $Z^*$  motion before its decay [4] when the energy spread of the incident particle  $x$  is very small ( $\Delta E \ll \Gamma$ ).

Moreover, the revealed in 1994 the additional change of the amplitude phase in the  $C \rightarrow L$  transformations is now concordant with the solving of the paradox of the phenomenon of the delay  $\rightarrow$  advance and the elimination of the advance by the resonance time delay, caused by the real motion of the decaying compound nucleus. The obtained analytical results are illustrated by the calculations for the neutron elastic scattering by nuclei  $^{28}\text{Si}$  at the range of a distorted resonance (Fig. 2).

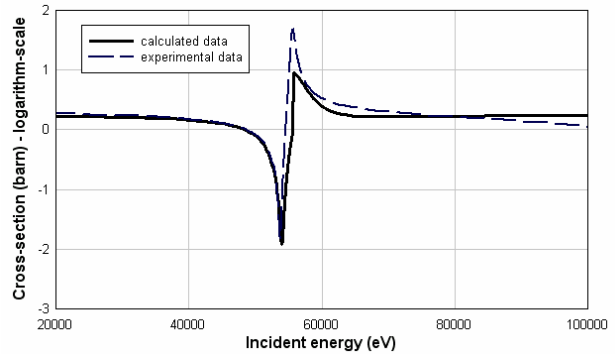


Fig. 2. Excitation function for  $^{28}\text{Si}(n, n)$ .

1. V.S. Olkhovsky, M.E. Dolinska, S.A. Omelchenko, and M.V. Romanyuk, *Abstr. of the Int. Conf. Nuclear Reactions on Nucleons and Nuclei, 5 - 9 Oct., 2009, Messina (Italy)*, p. 63 (To be published in *Proc. of the Conf. Nuclear Reactions on Nucleons and Nuclei, 5 - 9 Oct., 2009, Messina, Italy*).

## TIME AS A QUANTUM OBSERVABLE, CANONICALLY CONJUGATED TO ENERGY, AND FOUNDATIONS OF TIME ANALYSIS OF QUANTUM PROCESSES

V. S. Olkhovsky

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

This year there were published a new extensive review [1] and then a special report for the young researchers [2], which were dedicated to the solution of the problem for *time* in quantum mechanics and quantum electrodynamics as an observable, canonically conjugate to *energy*. These reviews deal with the maximal hermitian (but non-self-adjoint) operator for time. Some applications and perspectives of time analysis of quantum processes (tunnelling phenomena and nuclear processes) are also reviewed, for instance:

(I) There are already certain foundations to accept that strictly obtained energy-time uncertainty relations can help to attenuate endless debates on their interpretation, originated in Fock and Aharonov discussion.

(II) There are known two measures of averaging on time in quantum theory: The first measure is related with the particle passing through space point or interval. The second measure is related with the particle accumulation or dwelling inside the limited space interval during passing through it. And they are partially connected with each other.

(III) Actually, the time operator has been rather fruitfully used in the case of the tunnelling times. It had established that practically all earlier known particular tunnelling times appear to be the special cases of the mean tunnelling time or of the square root of the variance in the tunnelling-time distribution (or pass into them under some boundary conditions), defined within the general approach.

(IV) There is an infinite series of the multiple internal reflections not only between the various barriers but also for evanescent and anti-evanescent waves inside any barrier.

(V) Although there is no direct classical limit for tunneling under a barrier particles, nevertheless there are present the non-zero probability density and the non-zero flux probability density of the wave packets inside barriers and, moreover, there is a direct

classic limit for the motion of a superposition of evanescent and anti-evanescent waves inside a barrier: let us recall a similar motion of the wave packets constituted from evanescent and anti-evanescent waves in *classical optics and classical acoustics* (see appropriate citations in [1]).

A scientific program of the possible investigations for post-graduate students and young researchers is presented in [2]:

(1) It is actually interesting to generalize the time analysis of quantum processes for more complicated particle and photon motions (such as along helices, then the motions through two- and three-dimensional barriers etc).

(2) The time operator formalism can be also developed in relativistic quantum mechanics (the Klein-Gordon case and the Dirac case). It is rather perspective to develop the formalism of the four-position operators for the analysis of the localization problems.

(3) The time analysis of quantum processes can be extended also for the study of the relativistic cosmic quantum processes near black holes, using the Klein paradox known for the relativistic tunnelling.

(4) It is a rather interesting perspective to develop the time analysis of the whole-universe tunnelling through the barrier of the quantum gravitation curve during the initial Big-Bang inflation period, starting from the Hamiltonian approach to time operator, defined by the operator equation  $[H, T] = i\hbar$  ( $H$  and  $T$  being Hamiltonian and Hamiltonian approach to time operator for the same system, respectively).

1. V.S. Olkhovsky, *Advances in Mathem. Phys.* **2009** (2009), article ID 859710, 83 pages, doi:10.1155/2009/859710.
2. V.S. Olkhovsky, *Int. Conf. of Humboldt-College Series "Humboldt Cosmos: Science and Society" HCS2-Kyiv2009, Nov. 20.*

HIGH ENERGY PHYSICS AND ALGEBRAIC GEOMETRY

Yu. M. Malyuta, T. V. Obikhod

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

The purpose of the present work is to derive the Minimal Supersymmetric Standard Model [1] from superstring theory [2]. It is performed by choosing superstring compactification in the form of elliptically fibred Calabi-Yau fourfold. Such approach allows to determine the gauge group, matter content, superpotential and mass spectrum of superpartners.

These predictions are important from experimental point of view as they are connected with searches for new physics at the LHC.

We consider superstring compactification on the Calabi - Yau fourfold  $F$  represented as the elliptic fibration, where the base  $B$  is the Fano variety of dimension three and the fiber  $E$  is the elliptic curve

$$\begin{array}{c}
 E \rightarrow F \\
 \downarrow \\
 B
 \end{array}
 \quad (1)$$

The fibration (1) restricted to complex curves has sections

$$1 \times 5_H, \quad 1 \times \bar{5}_H, \quad 3 \times 10_M, \quad 3 \times \bar{5}_M,$$

where  $5_H, \bar{5}_H, \bar{5}_M, 10_M$  are multiplets of quark and lepton superpartners. These sections determine the matter content of the MSSM.

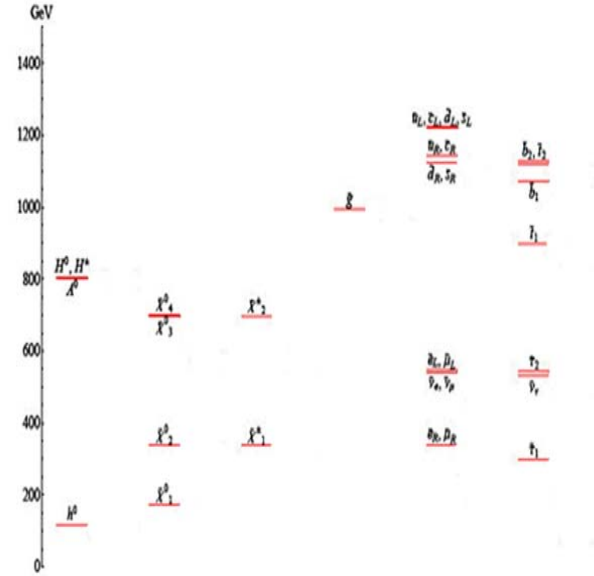
The gauge invariant MSSM superpotential takes the form

$$\begin{aligned}
 W_{SU(5)} = & \lambda_{ij}^d \cdot \bar{5}_H \times \bar{5}_M^{(i)} \times 10_M^{(j)} + \lambda_{ij}^u \cdot 5_H \times 10_M^{(i)} \times 10_M^{(j)} + \\
 & + \lambda_{ia} \cdot 5_H \times \bar{5}_M^{(i)} \times N_R^{(a)} + \mu \cdot 5_H \times \bar{5}_H,
 \end{aligned}$$

where  $\lambda_{ij}^d, \lambda_{ij}^u, \lambda_{ia}, \mu$  are Yukawa coupling constants.

By application of the computer program SOFTSUSY [3] it is possible to calculate the mass

spectrum of superpartners. This MSSM spectrum is displayed in Figure.



The MSSM spectrum of superpartners.

Comparison of the predicted spectrum with experimental data obtained at the LEP and TEVATRON [4] shows, that the calculated masses exceed the lower limits on masses reached at colliders. New searches for superpartners and measurements of their masses should be realized at the LHC.

1. B.C. Allanach *et al.*, arXiv: hep-ph/0609263.
2. C. Vafa *et al.*, <http://www.claymath.org/workshops/lhc/>.
3. B.C. Allanach, arXiv: hep-ph/0104145.
4. M. Schmitt, Phys. Lett. **B592**, 1014 (2004).

ПРОСТРАНСТВА МОДУЛЕЙ СУПЕРСТРУН

Ю. М. Малюта, Т. В. Обиход

Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев

Математическим аппаратом теоретической физики высоких энергий являются производные категории [1, 2]. Объектами производных категорий являются квиверы, описывающие браны, а морфизмами – Ext-группы, описывающие суперструны. Информация, закодированная в Ext-группах, позволяет определить спектры элементарных частиц. Помимо известных частиц, эти спектры содержат экзотические частицы типа суперпартнеров и КК-партнеров. Эти предсказания связаны с поисками новой физики за пределами стандартной модели.

Ext-группы для квиверов  $Q, Q'$  описывают пространство модулей открытой суперструны [3]:

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

где числа  $a, b, c, a', b', c'$  обозначают орби-фолд-заряды, характеризующие квиверы. Элементы Ext-групп с четными степенями являются бозонами, а элементы Ext-групп с нечетными степенями являются фермионами.

Мы устанавливаем соответствие между пространством модулей (1) и спектрами открытых суперструн, описываемыми супергруппами  $OSp(3|2N)$ .

Для случая  $N = 1$  подставляем в выражение (1) орби-фолд-заряды

$$a = a' = b = b' = c = 1, \quad c' = 0,$$

и получаем результат

$$\begin{aligned} \dim Ext^0(Q, Q') + \dim Ext^2(Q, Q') &= 8, \\ \dim Ext^1(Q, Q') + \dim Ext^3(Q, Q') &= 8, \end{aligned}$$

что совпадает с числами бозонных и фермионных состояний.

Для случая  $N = 2$  подставляем в выражение (1) орби-фолд-заряды

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

и получаем результат

$$\begin{aligned} \dim Ext^0(Q, Q') + \dim Ext^2(Q, Q') &= 128, \\ \dim Ext^1(Q, Q') + \dim Ext^3(Q, Q') &= 128. \end{aligned}$$

Для  $N = 3$  при орби-фолд-зарядах

$$a = a' = b = b' = c = 16, \quad c' = 0$$

получаем результат

$$\begin{aligned} \dim Ext^0(Q, Q') + \dim Ext^2(Q, Q') &= 2048, \\ \dim Ext^1(Q, Q') + \dim Ext^3(Q, Q') &= 2048. \end{aligned}$$

Для  $N = 4$  подставляем в выражение (1) орби-фолд-заряды

$$a = a' = b = b' = c = 64, \quad c' = 0$$

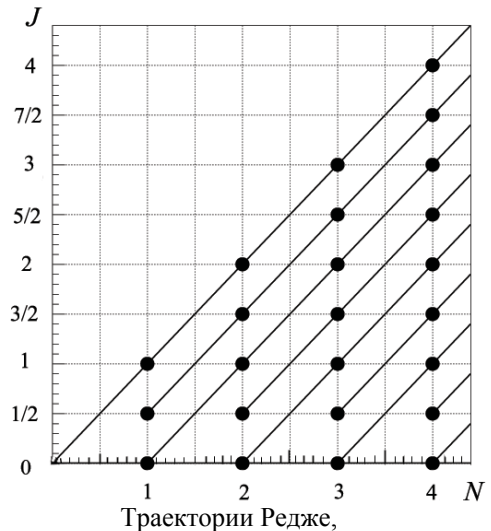
и имеем

$$\begin{aligned} \dim Ext^0(Q, Q') + \dim Ext^2(Q, Q') &= 32768, \\ \dim Ext^1(Q, Q') + \dim Ext^3(Q, Q') &= 32768. \end{aligned}$$

Во всех случаях числа бозонных и фермионных состояний совпадают.

Полученные результаты могут быть представлены в виде траекторий Редже, изображенных на рисунке, где  $J$  - спин, а  $N$  - номер уровня, входящий в формулу

$$\sum_{i=0}^3 \dim Ext^i(Q, Q') = 2^{4N}.$$



Траектории Редже, описывающие суперпартнеры и КК-партнеры.

Эти результаты важны с экспериментальной точки зрения, так как они связаны с поисками суперпартнеров, КК-партнеров и микроскопических черных дыр на коллайдере ЛНС.

1. M.R. Douglas, arXiv: hep-th/0011017.
2. P.S. Aspinwall, arXiv: hep-th/0403166.
3. S. Katz, T. Pantev, E. Sharpe, arXiv: hep-th/0212218.

FLUCTUATIONS IN INITIAL ENERGY DENSITY DISTRIBUTIONS  
IN A + A COLLISIONS

M. S. Borysova<sup>1</sup>, Yu. Karpenko<sup>2</sup>, Yu. M. Sinyukov<sup>2</sup>

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

<sup>2</sup> Bogolubobov Institute for Theoretical Physics, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv

The analysis of particle correlations as a function of relative pseudorapidity and azimuthal angle exhibit novel ridge-like structure in A + A collisions. First measurements of the ridge were reported by the STAR Collaboration on the basis of inclusive charged-particle correlations [1]. The discovery of the ridge has proven to be stubbornly resistant to a quantitative theoretical analysis [2, 3]. The ridge is a structure that remains after removal of the known correlation-inducing effects such as elliptic flow and ordinary jet correlations and which is unusually wide in the longitudinal direction. This is faced with the problem of causality which, probably can be solved only if one supposes that the ridge phenomenon in relativistic A + A collisions is rooted in the initial conditions of the thermal evolution of the system. The aim of this study is to check this hypothesis by an analysis of the developing energy density in the system which at very initial stage of collisions has high density tube-like fluctuations with boost-invariant homogeneous structure within some space-rapidity region. These tubes are rather thin, radii is close to 1 fm.

The description of spectra and correlations could be done in the frameworks of the hydrokinetic approach (HKM - Hydro - Kinetic Model) [4, 5]. In the very first calculation we compare the transverse-velocity profile and energy density profile which develop by the time 1 fm/c and also at the chemical freeze-out ( $T = 165$  MeV) in the two scenarios. The first one corresponds to the smooth Gaussian profile with radius R and energy density as was considered in [6] at  $\tau_0 = 0.2$  fm/c (see Fig. 1). Hydrodynamic evolution starts at the time  $\tau_0$ . The second scenario based on tube-like initial conditions at  $\tau_0$ . It has the following initial configurations:

background (main) distribution of energy density – Gauss distribution with  $R = 5.4$  fm/c and maximum energy density at  $r = 0$  is  $90 \text{ GeV}/\text{fm}^3$  (Fig. 1);

the configuration with one tube (fluctuation) – energy density profile is the Gauss distribution with  $R = 1.0$  fm/c with maximum in the center -  $270 \text{ GeV}/\text{fm}^3$ . The results of calculations are presented for initial time and  $\tau = 1, 2, 10$  fm/c (Fig. 2).

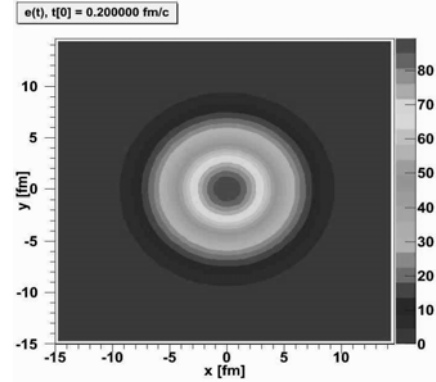


Fig. 1. 2D plot of energy density profile (without fluctuations) for initial time.

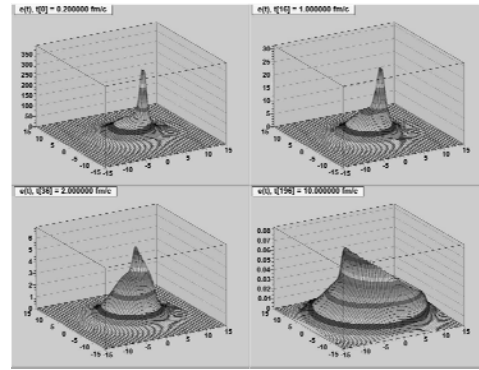


Fig. 2. 3D plot of energy density profile with tube-like initial conditions for initial time and for  $\tau = 1, 2, 10$  fm/c.

As for outlook:

HKM allows describing all the stages of the system evolution as well as a formation of the particle momentum at the decoupling stage. The basic hydrokinetic code, proposed in [4], is modified now to include tube-like initial conditions with aim to study the correlations, leading to ridge structures.

1. J. Adams *et al.*, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **34**, S995 (2007); **34**, S679 (2007).
2. A. Dumitru *et al.*, Nucl. Phys. **A810**, 91 (2008).
3. B. Schenke *et al.*, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **35** 104109 (2008).
4. S.V. Akkelin *et al.*, Phys. Rev. **C78**, 034906 (2008).
5. Yu.M. Sinyukov *et al.*, Phys. Rev. Lett. **89**, 052301 (2002).
6. Yu.M. Sinyukov *et al.*, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **35** 104071 (2008).

## НЕКОТОРЫЕ АСПЕКТЫ ПРОЯВЛЕНИЯ КВАНТОВО-МЕХАНИЧЕСКИХ ФЕНОМЕНОВ В МОЛЕКУЛЯРНЫХ СИСТЕМАХ ЖИВЫХ ОРГАНИЗМОВ

Л. С. Марценюк

*Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев*

Проведен сравнительный теоретический анализ характера биологических процессов в живых организмах при некоторых методах низкоинтенсивного воздействия. Такими методами могут быть: введение в организм гомеопатических препаратов, воздействие электромагнитным излучением КВЧ-диапазона (мм-волны) при сверхнизких уровнях (менее 1 - 10 мВт/см<sup>2</sup>), направленное использование в медицинских задачах эффекта РНК-интерференции.

Общим и наиболее существенным для этих способов воздействия является то, что обнаруживаются квантово-механические закономерности их проявления, которые приводят к экспериментально фиксируемому изменению в КВЧ-диапазоне.

В опубликованной за 2009 г. работе [1] основное внимание уделено исследованию резонансного характера проявления эффекта РНК-интерференции.

Суть эффекта РНК-интерференции заключается в следующем [2]. При введении или образовании в клеточной среде двухцепочечной молекулы РНК (дс-РНК) запускается высокоспецифичный механизм подавления экспрессии генов, имеющих гомологичные этой молекуле нуклеотидные последовательности. Резонансный характер эффекта обнаруживается в том, что достаточно введения в клетку всего нескольких дс-РНК для того, чтобы запустился весь механизм эффекта РНК-интерференции.

В [1] впервые выдвинута модель, на основании которой можно указать возможную причину образования в клеточной среде молекулы дс-РНК при попадании в клетку чужеродной РНК-молекулы трансгена.

Модель основана на привлечении теории резонансных квантовых переходов и туннелирования в системе с двумя состояниями.

Внедрение в цитоплазму клетки вирусной РНК, имеющей собственные частоты, близкие к частотам какого-либо гена, приводит к возбуждению соответствующего ему участка молекулы

ДНК. Это тот участок, в котором располагается комплементарная к РНК цепочка гена. Она находится в непосредственной связи через систему водородных связей [3] с противоположной ей цепочкой.

Водородные связи, соединяющие параллельные цепочки ДНК, имеют два минимума, разделенных энергетическим барьером [3]. Протон, участвующий в создании таких связей, может, в результате туннелирования через барьер, занимать одно из двух возможных квантовых состояний.

В работе проанализированы возможные варианты переходов между двумя квантовыми состояниями, в том числе и резонансные квантовые переходы. Резонансные процессы значительно увеличивают вероятность этих переходов. При резонансе генного участка цепочки ДНК с внешним полем, создаваемым внедренной в клетку чужеродной РНК, протон забрасывается на более высокие квантовые уровни и переходит в суперпозиционное состояние.

Возбуждение генного участка через систему водородных связей может, в результате таких процессов, передаваться параллельной цепи молекулы ДНК. Это приводит к включению в процесс функционирования и параллельный участок молекулы, что может послужить причиной для образования в клеточной среде молекулы дс-РНК, запускающей механизм РНК-интерференции.

Через изменение частоты внешнего поля, создаваемого вирусом, может осуществляться и переключение областей функционирования ДНК. Таким образом, по-видимому, осуществляется перезапуск собственных программ неопознанной вирусной молекулой.

1. Л.С. Марценюк, Биомедицинская радиоэлектроника **6**, 41 (2009).
2. В.И. Павличенко и А.В. Абрамов, *Основы молекулярной биологии и генетики* (Д.: ИМА-пресс, 2006), 468 с.
3. А.С. Давыдов, *Биология и квантовая механика* (К.: Наук. думка, 1979), 296 с.

**ВИЗНАЧЕННЯ АМПЛІТУДИ ЗМІШУВАННЯ СТАНІВ У ЯДРАХ  $1d_{5/2}$  І  $1f_{7/2}$  ОБОЛОНОК**

**І. О. Корж, М. Т. Скляр, А.Д. Фурса**

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

При розрахунках перерізів прямого непружного розсіяння зі збудженням мультиплетів станів непарних ядер  $^{23}\text{Na}$ ,  $^{25}\text{Mg}$ ,  $^{41}\text{K}$ ,  $^{55}\text{Mn}$ ,  $^{59}\text{Co}$ ,  $^{63}\text{Cu}$ ,  $^{65}\text{Cu}$  в рамках моделі збудженого остова (МЗО) необхідно враховувати ефект змішування основного й збудженого станів ядер з однаковими значеннями  $J^\pi$ . У МЗО ядро складається з остова у вигляді парно-парного ядра, зв'язаного з нуклонною частинкою або діркою в стані з повним кутовим моментом  $j$ . Тому природно очікувати, що основне розсіяння частинок, що бомбардують ядро, буде чинитися на остові. Екстрануклон, зв'язуючись з основним станом остова, дає основний стан непарного ядра, а його зв'язок з першим  $2^+$  збудженим станом остова породжує мультиплет збуджених станів зі значеннями кутового моменту  $J^\pi = |2 - j|, \dots, 2 + j$ . Парність цих ядерних рівнів визначається парністю одночастинкового стану екстрануклона. У мультиплеті збуджених станів ядер часто спостерігаються окремі стани з такими ж квантовими числами, що і в основному стані, які і змішуються залишковою взаємодією, що мовою хвильових функцій цих станів виглядає як

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

де  $A$  - амплітуда, яка характеризує величину змішування базових станів у моделі з взаємодією частинка-остов через фонон;  $\psi_1$  - одночастинковий стан за відсутності будь-яких фонових,  $\psi_2$  - стан, що складається з невзаємодіючої частинки або дірки з кутовим моментом  $j$  і одного

квадрупольного фонуна  $2^+$ , які зв'язані в стан з повним спіном  $J^\pi$ .

У загальному вигляді нами розроблено метод розрахунку амплітуди змішування  $A$  станів ядер [1], в яких серед компонент мультиплетів збуджених станів спостерігаються стани з такими ж самими квантовими числами, що і в основному стані непарного ядра. Показано, що амплітуда змішування таких станів визначається тільки енергетичними характеристиками непарного ядра та ядра кора:

$$A = \sqrt{(1 - \omega_2 / \Delta) / 2}, \quad (2)$$

де  $\omega_2$  - енергія квадрупольного фонуна;  $\Delta$  - відстань між рівнями в непарному ядрі з однаковими значеннями  $J^\pi$ .

Проаналізовано наслідки такого змішування. Показано, що врахування змішування станів у хвильових функціях компонент мультиплетів призводить до істотного зменшення прямої компоненти перерізів непружного розсіяння нейтронів на фактор  $(1 - A^2)$  для станів  $J^\pi_{зб.ст.} \neq J^\pi_{осн.ст.}$  і на фактор  $(1 - 2A^2)^2$  для  $J^\pi_{зб.ст.} = J^\pi_{осн.ст.}$ .

Для непарних ядер  $^{23}\text{Na}$ ,  $^{25}\text{Mg}$ ,  $^{41}\text{K}$ ,  $^{55}\text{Mn}$ ,  $^{59}\text{Co}$ ,  $^{63}\text{Cu}$ ,  $^{65}\text{Cu}$  було обрано парно-парні остови для кожного з ядер і розраховано амплітуди змішування  $A$  згідно з виразом (2). При виборі ядра кора необхідно враховувати вимогу, щоб центр ваги мультиплету станів непарного ядра приблизно збігався зі значенням енергії збудження  $2^+$  стану в ядрі кора. Результати визначення амплітуд змішування станів непарних ядер наведено в таблиці.

Непарне ядро	$^{23}\text{Na}$ ( $J^\pi = 3/2^+$ )	$^{25}\text{Mg}$ ( $J^\pi = 5/2^+$ )	$^{41}\text{K}$ ( $J^\pi = 3/2^+$ )	$^{55}\text{Mn}$ ( $J^\pi = 5/2^-$ )	$^{59}\text{Co}$ ( $J^\pi = 7/2^-$ )	$^{63}\text{Cu}$ ( $J^\pi = 3/2^-$ )	$^{65}\text{Cu}$ ( $J^\pi = 3/2^-$ )
Ядро остов	$^{22}\text{Ne}$	$^{24}\text{Mg}$	$^{42}\text{Ca}$	$^{54}\text{Cr}$	$^{58}\text{Fe}$	$^{62}\text{Ni}$	$^{64}\text{Ni}$
$A$	0,535	0,389	0,106	0,558	0,517	0,348	0,331

Отримані значення амплітуд змішування станів будуть використані при розрахунках прямих компонент перерізів непружного розсіяння шви-

дких нейтронів цими ядрами в рамках моделі збудженого остова.

1. І.О.Корж, М.Т.Скляр та А.Д.Фурса, Ядерна фізика та енергетика **10**, № 2, 134 (2009).



**СЕРЕДНІ РЕЗОНАНСНІ ПАРАМЕТРИ ЯДЕР ТИТАНУ Й ЗАЛІЗА**

**М. М. Правдивий, І. О. Корж, М. Т. Скляр**

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

Для ізотопів титану й заліза за результатами десятків робіт було визначено рекомендовані середні резонансні параметри  $S_0, S_1, R_0'$  [1]. Для розрахунків середніх перерізів розсіяння нейтронів низьких енергій ядрами необхідно мати повні набори параметрів  $S_0, S_1, R_0', R_1', S_{1,3/2}$ . Крім того, силові функції й радіуси потенціального розсіяння визначаються різними методами й у різних експериментах, тобто розрізнено. Тому такі дані вимагають перевірки на їх відповідність експериментальним середнім перерізам. Повні набори параметрів для ядер титану й заліза з природним складом ізотопів визначено лише в роботі [2]. Їх порівняння з рекомендованими середньозваженими параметрами для таких ядер показало, що в обох ядер параметри  $S_0$  і  $S_1$  мають значні розбіжності. Визначення нових повних наборів резонансних параметрів ядер титану й заліза з природним складом ізотопів здійснено нами з аналізу середніх експериментальних диференціальних перерізів пружного розсіяння нейтронів із енергією до 450 кеВ, які були представлені у вигляді розкладу за поліномами Лежандра  $\sigma_{el}, \omega_1, \omega_2$  в роботі [3]. Визначення здійснено шляхом підгонки розрахованих величин  $\sigma_{el}, \omega_1, \omega_2$  до їх експериментальних. Параметрами підгонки були резонансні

параметри. Метод успішно випробувано нами при визначенні параметрів для парних ізотопів кадмію й олова [4]. Для перевірки рекомендованих параметрів на їх відповідність експериментальним перерізам середньозважені величини  $S_0, S_1, R_0'$  було зафіксовано і з підгонки визначено решту параметрів із повного набору. Для перевірки якості опису перерізів отриманими повними наборами резонансних параметрів і параметрами роботи [2] було розраховано величини  $\sigma_{el}, \omega_1, \omega_2$  і порівняно їх з експериментальними значеннями. Якість опису експериментальних даних у всіх випадках оцінювалась за величиною  $\chi^2$  та візуально на графіках. Із проведеного аналізу зроблено наступні висновки. Отримані нами параметри найбільш оптимально описують експериментальні дані. Рекомендований для заліза параметр  $R_0'$  є завищеними на  $\sim 20\%$ , а параметр  $S_1$  занижений у два рази, що обумовило від'ємне значення параметра  $S_{1,1/2}$ . Для обох ядер параметри  $S_0$  роботи [2] є необґрунтовано заниженими в кілька разів порівняно з рекомендованими [1].

У таблиці наведено для обох ядер отримані нами середні резонансні параметри (два верхні рядки) та рекомендовані параметри (два нижні рядки).

**Середні резонансні параметри ядер титану й заліза**

Ядро	$S_0 \cdot 10^4$	$S_1 \cdot 10^4$	$R_0', \text{Фм}$	$R_1', \text{Фм}$	$S_{1,1/2} \cdot 10^4$	$S_{1,3/2} \cdot 10^4$
$^{22}\text{Ti}$	3,00(30)	1,10(25)	3,26(32)	5,65(50)	0,56(1,03)	1,37(35)
$^{26}\text{Fe}$	2,00(40)	0,75(20)	4,95(20)	3,02(55)	0,15(85)	1,05(30)
$^{22}\text{Ti}$	3,85	1,19	3,88	3,83	0,51	1,53
$^{26}\text{Fe}$	2,48	0,36	5,91	2,61	-0,98	1,03

1. S.F. Mughabghab, *Atlas of Neutron Resonances (Resonance Parameters and Thermal Cross Sections. Z = 1 - 100)*, 5<sup>th</sup> Edition, (Elsevier, 2006).
2. А.Б. Попов и Г.С. Самосват, *Краткие сообщ. ОИЯИ, № 18-86* (Дубна, 1986), с. 30.
3. Зо Ин Ок, В.Г. Николенко, А.Б. Попов и Г. С. Самосват, *Препринт. ОИЯИ-Р3-85-133* (Дубна, 1985).
4. І.О. Корж, М.М. Правдивий та М.Т. Скляр, *Proc. of the Int. Conf. "Current Problems in Nucl. Phys. and At. Energy, Kyiv, 2006* (Kyiv, 2007), p. 599.

**СПЕКТРИ ПРОТОНІВ ІЗ РЕАКЦІЇ T(d, p)**

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

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

Експериментально досліджено T(d, p)-реакцію на циклотроні П-240 ІЯД НАН України при енергії дейтронів  $E_d = 36,9$  MeV. Інклюзивні спектри протонів одержано на тритій-титановій (T-Ti) мішені в діапазоні кутів вильоту протонів  $15^\circ \leq \theta_p \leq 52^\circ$ . Енергетичні розподіли з урахуванням абсолютизації визначено з похибкою  $\sim 15\%$ . На рис. 1 показано спектри протонів із T(d, p)-реакції під кутами  $15^\circ$  та  $29^\circ$ , що визначалися шляхом віднімання зі спектрів, отриманих на T-Ti-мішені, спектрів, отриманих на Ti-мішені.

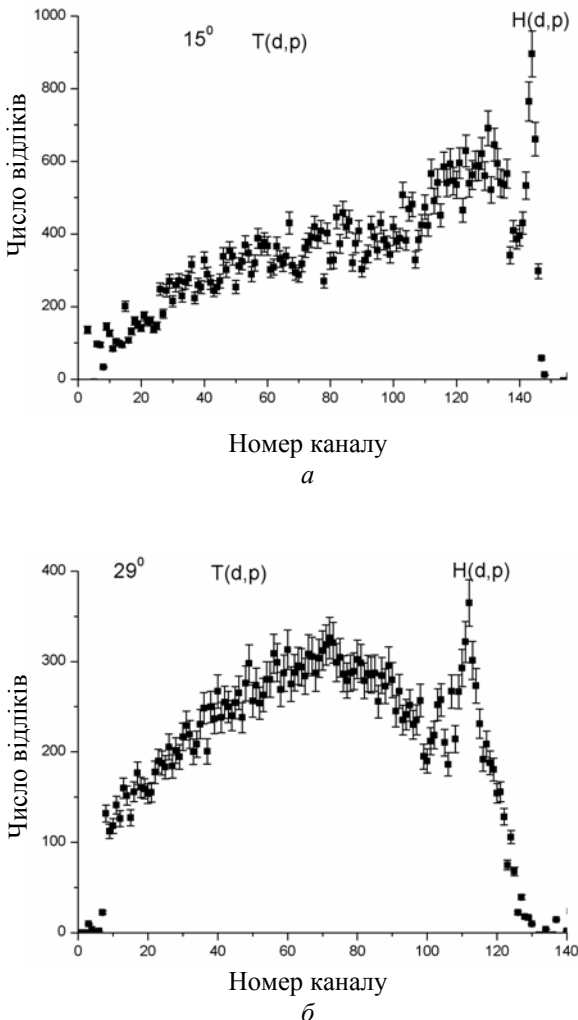


Рис. 1. Спектри протонів із T(d, p)-реакції.

Енергетичні розподіли протонів із T(d, p) реакції наведено на рис. 2. Під кутом  $\theta_p = 15^\circ$ , праворуч, у кінці енергетичного спектра спостерігається інтенсивний асиметричний максимум із різкою межею, зобов'язаний, ско-

ріше за все, своїм походженням протонам із реакції T(d, p) $^4\text{H}^*$ .

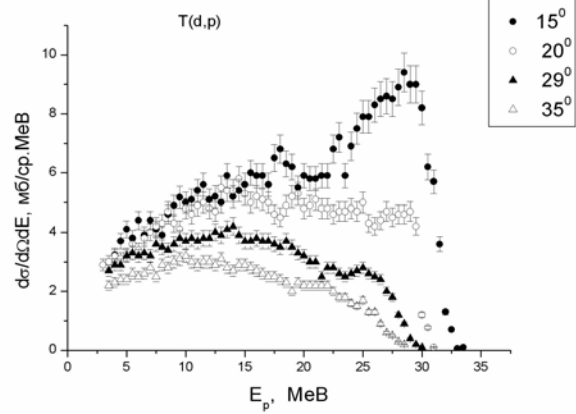


Рис. 2. Енергетичні розподіли протонів.

Збільшення кута вильоту протонів приводить до значного послаблення інтенсивності максимуму, так як інтенсивність процесів з утворенням  $^4\text{H}^*$  зменшується, і вклад прямого процесу розщеплення падаючого дейтрона тритонами переважає. Тільки під кутами  $\theta_p > 15^\circ$  можна спостерігати широкі максимуми, що відповідають в основному розщепленню дейтрона.

Диференціальні перерізи протонів  $\frac{d^{(2)}\sigma}{d\Omega_p}$  із

реакції T(d, p), що визначалися в енергетичному інтервалі  $\sim 4(5) \div \sim 35$  MeV і в діапазоні кутів  $\theta_p = 15^\circ \div 52^\circ$  показано на рис. 3.

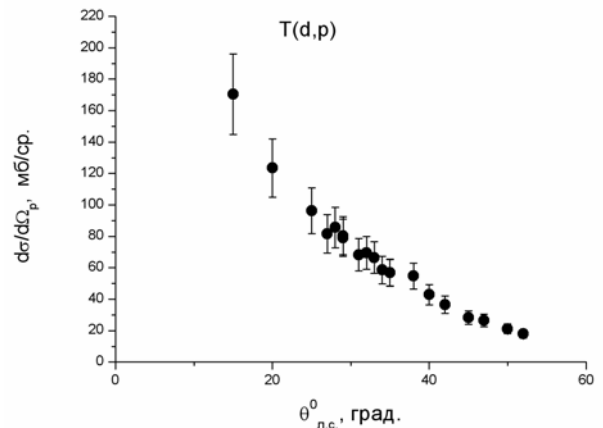


Рис. 3. Кутові розподіли протонів.

Перерізи різко зменшуються зі збільшенням кута вильоту протонів до  $\theta_p \approx 40^\circ$ , а при подальшому збільшенню кута – перерізи зменшуються дуже повільно.

АНАЛІЗ РЕАКЦІЙ T(d, p) ПРИ ЕНЕРГІЇ ДЕЙТРОНІВ 36,9 MeV

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

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

У переріз інклюзивного процесу T(d, p)nt основний внесок при енергії дейтронів  $E_d = 36,9$  MeV дають процес квазівільного дифракційного розщеплення пухкого дейтрона тритоном та резонансний процес з утворенням проміжних короткоживучих резонансів  ${}^4\text{H}^*$  і  ${}^4\text{He}^*$ . На рис. 1 показано порівняння теоретичних перерізів  $\frac{d^{(3)}\sigma}{d\Omega_p dE_p}$ , розрахованих у дифракційному наближенні, залежно від енергії  $E_p$  протонів у реакції T(d, p) з експериментальними для кутів  $\theta_p = 15^\circ$  та  $29^\circ$  (криві 1).

му наближенні як за формою, так і за величиною. Переріз дифракційного розщеплення дейтронів у полі тритонів мало залежить від структури тритона, але сильно – від структури дейтрона. Високоенергетичну область протонів нам вдалося описати за допомогою послідовного розпаду двох резонансів  ${}^4\text{H}^*$ , криві 2 і 3. В області енергій протонів  $E_p \leq 10$  MeV визначальний внесок дає механізм з утворенням та розпадом резонансу  ${}^4\text{He}^*$  (криві 4). Суцільні криві на рис. 1 враховують сумарний внесок усіх механізмів, що розглядаються.

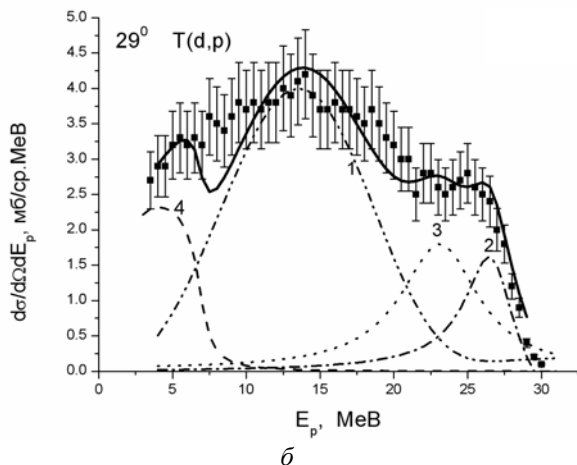
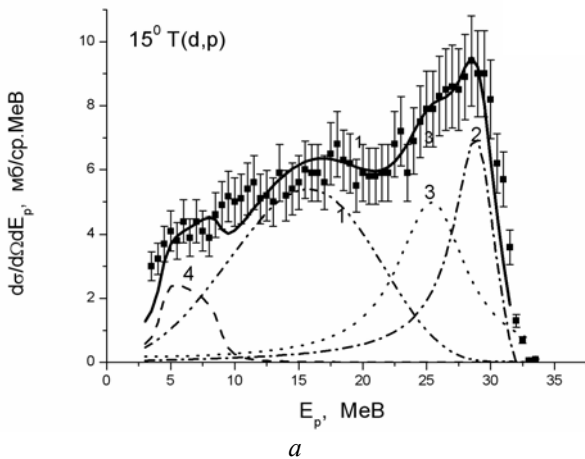


Рис. 1. Аналіз енергетичних спектрів.

В енергетичній області  $10 \text{ MeV} \leq E_p \leq 20 \text{ MeV}$  спектрів протонів основний внесок е перерізи дають квазівільні процеси розщеплення слабкозв'язаного дейтрона і ця частина спектрів задовільно описується в дифракційно-

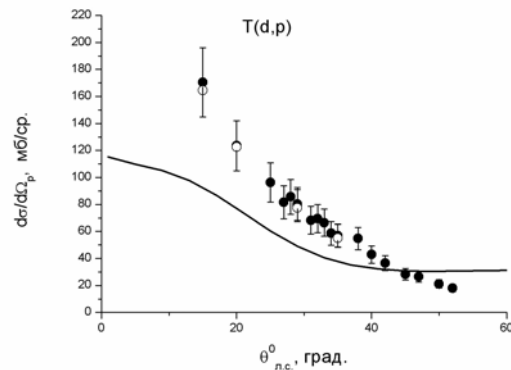


Рис. 2. Порівняння теоретичних та експериментальних кутових розподілів.

На рис. 2 показано порівняння теоретичних диференційних перерізів  $\frac{d^{(2)}\sigma}{d\Omega_p}$ , розрахованих для різних процесів, з експериментальними. Теоретичні перерізи для кутів вильоту протонів  $\theta_p = 15, 20, 29, 35^\circ$  розраховувалися з урахуванням внеску процесу дифракційного розщеплення дейтронів тритонами (суцільна крива) та утворенням і розпадом резонансів  ${}^4\text{H}^*$  і  ${}^4\text{He}^*$  (незаповнені кільця). Характерною особливістю кутового розподілу протонів є наявність високого максимуму під малими кутами та швидкий спад його з ростом кута  $\theta_p$ , що характерно для прямих ядерних реакцій. Внесок процесів з утворенням та розпадом резонансів  ${}^4\text{H}^*$  і  ${}^4\text{He}^*$  при малих кутах вильоту протонів становить  $\sim 50\%$ . З ростом кута вирішальний внесок у кутовий розподіл буде вносити процес дифракційного розщеплення дейтронів у полі тритонів.

## INSTALLATION FOR RESONANCE SPECTROSCOPY OF EXOTIC LIGHT NUCLEI

A. G. Artukh<sup>1</sup>, A. G. Foshan<sup>3</sup>, S. A. Klygin<sup>1</sup>, G. A. Kononenko<sup>1</sup>, E. I. Koschy<sup>3</sup>, V. E. Kovtun<sup>3</sup>,  
 V. V. Ostashko<sup>2</sup>, Yu. N. Pavlenko<sup>2</sup>, A. N. Ponomarenko<sup>1</sup>, Yu. M. Sereda<sup>1,2</sup>, A. I. Rundel<sup>2</sup>,  
 I. N. Vishnevsky<sup>2</sup>, A. N. Vorontsov<sup>1,2</sup>, I. I. Zalubovsky<sup>3</sup>

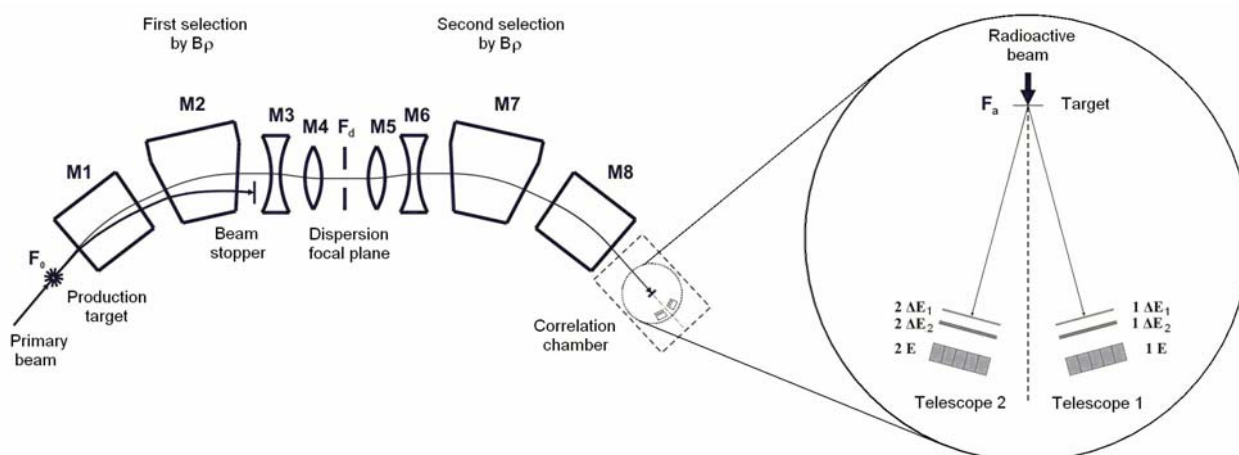
<sup>1</sup>Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Moscow region, Russia

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

<sup>3</sup>V. N. Karazin Kharkiv National University, Kharkiv

The experimental facility (see Figure) consisting of such main elements as the time-of-flight fragment-separator COMBAS (JINR, Dubna) [1] and multi-channel registration system was created with the aim of investigation of cluster structure and other characteristics of resonances of exotic light nuclei. The separator COMBAS is designed for production and formation of secondary beams of radioactive nuclei and their transportation to the second target, which is located in output focal plane ( $F_a$ ).

The registration system consists of two telescopes of Si( $\Delta E_1$ )-Si( $\Delta E_2$ )-CsI detectors and multichannel electronic module, which ensures amplitude analysis and time coincidences of reaction products. Silicon  $\Delta E_1$  and  $\Delta E_2$  detectors (each containing 32 strips) are designed to determine X, Y-coordinates of registered particles and identify their type.



Experimental set-up for resonance spectroscopy with using of radioactive beams produced by the fragment-separator COMBAS. M1-M8 – cascade of multipole magnets.

The registration system consists of two telescopes of Si( $\Delta E_1$ )-Si( $\Delta E_2$ )-CsI detectors and multichannel electronic module that ensures amplitude analysis and time coincidences of reaction products. Silicon  $\Delta E_1$  and  $\Delta E_2$  detectors (each containing 32 strips) are designed to determine X, Y-coordinates of registered particles and identify their type.

The secondary beams of neutron-rich isotopes of light nuclei (Be, B, C, N) will be produced via the reactions of fragmentation of nuclei  $^{18}\text{O}$ ,  $^{22}\text{Ne}$ , whose primary beams will be accelerated on the cyclotron U-400M (JINR, Dubna). The identification of resonance cluster decay processes will be performed using the correlation method of invariant mass, which will ensure high accuracy of measuring of excitation spectra of nuclei under investigation.

Application of separator COMBAS, time-of-flight methods, multi-channel system of registration of reaction products and correlation methods of

resonance decay identification will allow to get new precise data on the resonance parameters for exotic light nuclei in wide energy range (from threshold energies up to excitation energies of dozens MeV). It is planned to commence the investigation with boron neutron-rich isotopes, whose cluster structure can be essentially changed with growth of neutron number [2,3].

This work is supported by grant 7-02-a of National Academy of Sciences of Ukraine and Russian Foundation for Basic Research.

1. A.G. Artukh, G. F. Gridnev, M. Grushezki *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **A426**, 605 (1999).
2. W. Von Oertzen, M. Freer, and Y. Kanada-En'yo, Phys. Rep. **432**, 43 (2006).
3. J.L. Lecouey, N.A. Orr, F.M. Marqués *et al.*, Phys. Lett. **B672**, 6 (2009).

## ELASTIC DEUTERONS' SCATTERING BY $^{58}\text{Ni}$ AND $^{208}\text{Pb}$ NUCLEI AT SUB-BARRIER ENERGIES

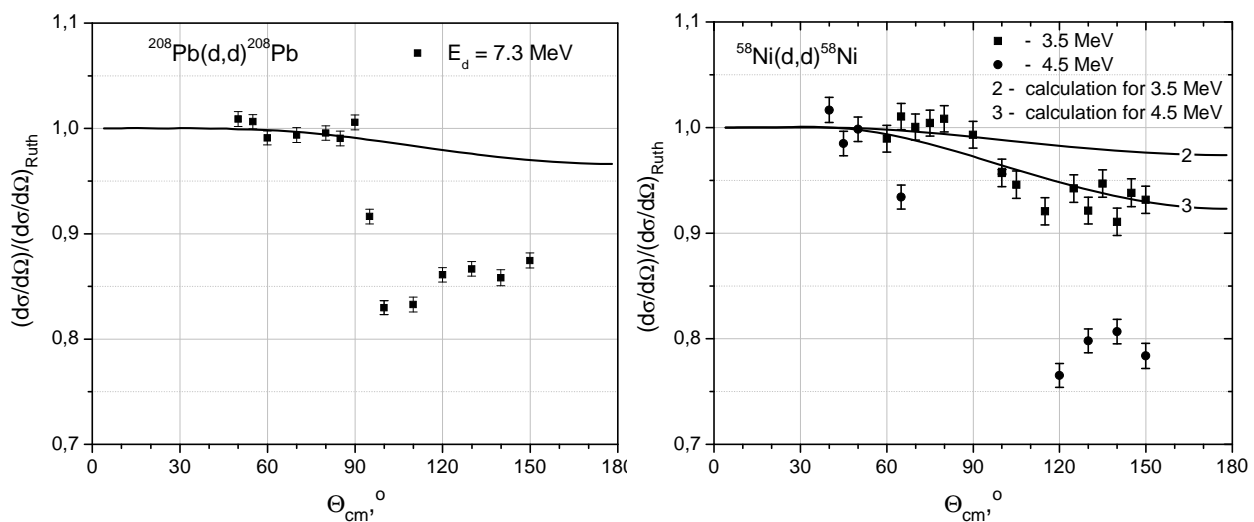
**Yu. N. Pavlenko, K. O. Terenetsky, V. P. Verbitsky, O. I. Rundel, I. P. Dryapachenko,  
E. M. Mozhzhukhin, V. M. Dobrikov, Yu. Ya. Karlyshev, O. K. Gorpnich, T. O. Korzyrna**

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

Experimental measurements of differential cross sections of deuterons' elastic scattering on  $^{58}\text{Ni}$  and  $^{208}\text{Pb}$  nuclei were carried out. This is the starting point of the research series of the deuterons Coulomb breakup phenomena in full kinematics experiments.

Differential cross sections of elastic scattering were measured using the deuteron beams of Tandem Van der Graaf Accelerator of the Institute for Nu-

clear Research (Kyiv) at the energies  $E_d = 3.5, 4.5$  MeV ( $d + ^{58}\text{Ni}$ ) and  $7.3$  MeV ( $d + ^{208}\text{Pb}$ ) in the angular range  $\Theta_{\text{cm}} = 40 - 150^\circ$ . Registration and identification of interaction products were performed by the two telescopes of semiconductor  $\Delta E$ - and E-detectors with the thickness  $\sim 20$  and  $500 \mu\text{m}$ , respectively.



The cross sections of elastic scattering  $d + ^{58}\text{Ni}$  and  $d + ^{124}\text{Sn}$ .

Solid curves – the results of theoretical calculations in the framework of two-cluster model [1].

Considerable difference of measured elastic cross sections (see Figure) from Rutherford ones and from theoretical cross sections that take into account the influence of processes of polarizability and breakup in the Coulomb field of heavy nuclei was found. It must be noted that at the interaction  $d + ^{58}\text{Ni}$  and  $d + ^{208}\text{Pb}$  the heights of Coulomb barrier are  $6.2$  and  $11.9$  MeV, respectively.

Angular dependences of the ratios of differential cross sections of elastic scattering  $^{58}\text{Ni}(d, d)$  and  $^{208}\text{Pb}(d, d)$  to the Rutherford's cross sections are nonmonotonic, as in the case of  $^{124}\text{Sn}(d, d)$  scattering, studied at sub-barrier deuteron energies  $E_d = 3.5 - 5.5$  MeV [2]. Similar behaviour of angular distributions of differential cross sections was observed also for sub-barrier elastic scattering of more

complicated nucleus  $^6\text{He}$  with neutron halo structure [3]. This feature of weakly bound nuclei scattering had no theoretical explanation so far.

The obtained data show the necessity of more detailed future theoretical and experimental investigations of the process of sub-barrier deuteron and deuteron-like nuclei elastic scattering.

1. V.P. Verbitsky and K.O. Terenetsky, *Yad. Fiz.* **55**, 362 (1992).
2. Yu.N. Pavlenko, K.O. Terenetsky, V.P. Verbitsky *et al.*, *Book of Abstracts. 2-nd Int. Conf. "Current Problems in Nuclear Physics and Atomic Energy"*, June 09 - 15, 2008, Kyiv, Ukraine (Kyiv, 2009), 179.
3. V.P. Verbitsky, V.A. Kiva, A.A. Klipenstein *et al.*, *Ukr. Phys. Journ.* **43**, 268 (1998).

NON-ISOLATED CLUSTER DECAY OF EXOTIC LIGHT NUCLEI IN MANY-PARTICLE REACTIONS

A. G. Artukh<sup>1</sup>, V. V. Ostashko<sup>2</sup>, Yu. N. Pavlenko<sup>2</sup>, I. A. Tyras<sup>3</sup>, V. L. Shablov<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Moscow region, Russia

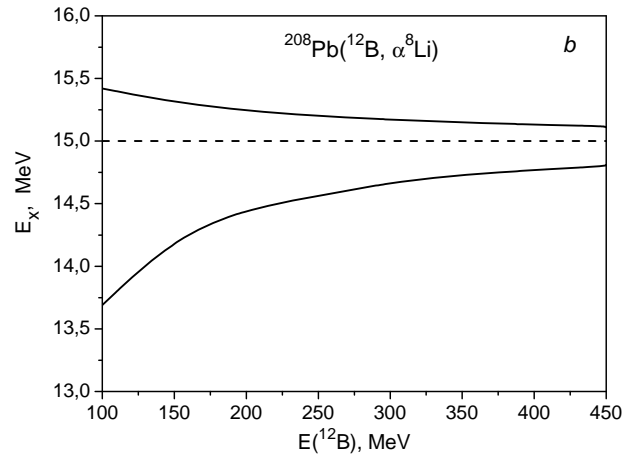
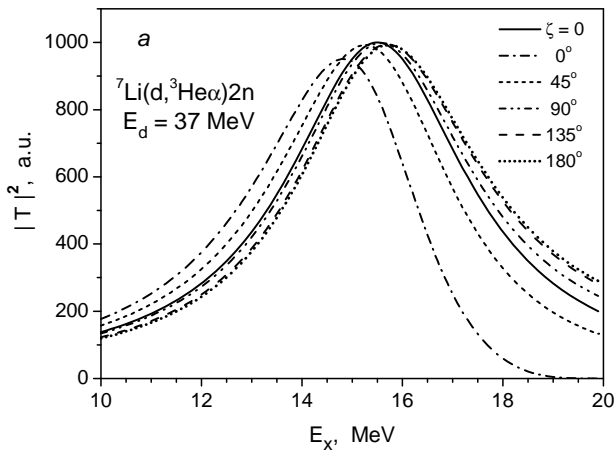
<sup>2</sup>Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv

<sup>3</sup>Obninsk State Technical University for Nuclear Power Engineering, Obninsk, Kaluga region, Russia

At the present time cluster structure and quantum characteristics of exotic light nuclei resonances are being widely studied owing to the development of technique of production and acceleration of radioactive secondary beams. Application of multichannel detection systems and correlation methods of identification of resonance decay makes it possible to obtain precision data on resonance characteristics of nuclei with various neutron excess. However, the experimental data obtained at the investigation of various multi-particle reactions can significantly vary due to the different conditions of non-isolated decay.

The effects of influence of accompanying particles' Coulomb field upon the characteristics of <sup>6</sup>He and <sup>12</sup>B resonances, which can be observed at the cluster decay into different channels in multi-particle reactions at different energies in input channel, were assessed in this paper using the modified theory of interaction in the final state [1].

In kinematically incomplete experiments the change of resonance parameters can take place also as the effect integrated over all angles of resonance decay. For example, the position of resonance peak corresponding to the <sup>6</sup>He resonance with  $E_x = 15.5$  MeV and  $\Gamma = 4.4$  MeV at the condition of



*a* – The resonance curves calculated for <sup>6</sup>He\* excited state with  $E_x = 15.5$  MeV and  $\Gamma = 4.4$  MeV [2] which can be observed in the reaction  ${}^7\text{Li}(d, {}^3\text{He})2n$  at deuteron energy 37 MeV and different decay angles in the resonance center of mass. Solid line corresponds to the calculation for isolated <sup>6</sup>He resonance. *b* – The energy dependence of <sup>12</sup>B\* resonance positions calculated for the decay angles  $\Theta_{\alpha-12B^*} = 0^\circ$  (lower curve) and  $\Theta_{\alpha-12B^*} = 180^\circ$  (upper curve) in the reaction  ${}^{208}\text{Pb}({}^{12}\text{B}, \alpha {}^8\text{Li})$ . Dashed line corresponds to the calculation for isolated <sup>12</sup>B\* resonance observed in binary reactions.

non-isolated decay in the reaction  ${}^7\text{Li}(d, {}^3\text{He})2n$  can change within the range  $E_x = 14.85 - 15.75$  MeV depending upon the decay angle (see Figure, *a*). This calculations conforms with the experimental data obtained at the study of the  ${}^7\text{Li}(d, {}^3\text{He}){}^6\text{He}^*$  reaction from <sup>3</sup>He inclusive spectra [3] ( $E_x = 15.1 \pm 0.4$  MeV,  $\Gamma = 7.4 \pm 0.9$  MeV).

Different position of resonance <sup>12</sup>B\* with  $E_x = 15.0$  MeV and  $\Gamma = 0.5$  MeV can be observed in the reaction  ${}^{208}\text{Pb}({}^{12}\text{B}, \alpha {}^8\text{Li})$  at the different energy of <sup>12</sup>B beam (see Figure, *b*). One can see that for the determination of resonance parameters close to the

data for isolated resonances the higher beam energies are required.

This work is supported by grant 7-02-a of National Academy of Sciences of Ukraine and Russian Foundation for Basic Research.

1. V.V. Komarov, A.M. Popova, and V.L. Shablov, *Dynamics of the systems of few quantum particles* (Moscow University, Moscow, 1996).
2. D.R. Tilley, C.M. Cheves, J.L. Godwin *et al.*, Nucl. Phys. **A708**, 3 (2002).
3. Yu.N. Pavlenko, O.K. Gorpnich, V.N. Dobrikov *et al.*, Nucl. Phys. & Atom. Eng., **2(18)**, 16 (2006).

**ENERGY DEPENDENCE OF DECAY BRANCHING RATIO FOR NEAR-THRESHOLD NUCLEAR RESONANCES IN EXIT CHANNELS OF THREE-PARTICLE REACTIONS**

V. L. Shablov<sup>1</sup>, Yu. N. Pavlenko<sup>2</sup>, I. A. Tyras<sup>1</sup>, N. L. Doroshko<sup>2</sup>, T. O. Korzyna<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Obninsk State Technical University for Nuclear Power Engineering, Obninsk, Russia*

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

The decay branching ratio for nuclear resonances excited in three particle reactions

$$p + T \rightarrow k + R \begin{cases} \rightarrow k + i + j, & (1a) \\ \rightarrow k + i' + j' & (1b) \end{cases}$$

can be studied using the method proposed in [1]. The probability of resonance decay into one of the possible channels ( $i + j$  or  $i' + j'$ ) is defined by the relation

$$P_{ij} = \frac{\sigma_{ij}}{\sigma_{ij} + \sigma_{i'j'}}, \quad (2)$$

where  $\sigma_{ij}$ ,  $\sigma_{i'j'}$  denote the results of integration of triple differential cross sections over the energy range corresponding to the resonant peaks and over all possible decay angles  $\Omega_{ij}$ ,  $\Omega_{i'j'}$ , respectively:

$$\sigma_{ij(i'j')} = \int d\Omega_{ij(i'j')} \int \frac{d^3\sigma_{ij(i'j')}}{dE_k d\Omega_k} dE_k. \quad (3)$$

For calculating the resonance decay probability the following expression for the reaction amplitude that takes into account the Coulomb interaction in the exit channel of reaction (1a) was used [2]:

$$T_R(\vec{k}_{ij}, \vec{p}_k, \vec{p}_0, E + i0) = \left[ e^{-\frac{\pi}{2}(\eta-\nu)} \Gamma(1+i\eta-iv) \times \left( E_{ij} - E_R + i\frac{\Gamma}{2} \right)^{\zeta} \right] \cdot \left[ \frac{\chi_{ij}(\vec{k}_{ij}) \sum_m Y_{lm}(\vec{k}_{23}) B_m(p_k)}{E_{ij} - E_R + i\frac{\Gamma(k_{ij})}{2}} \right], \quad (4)$$

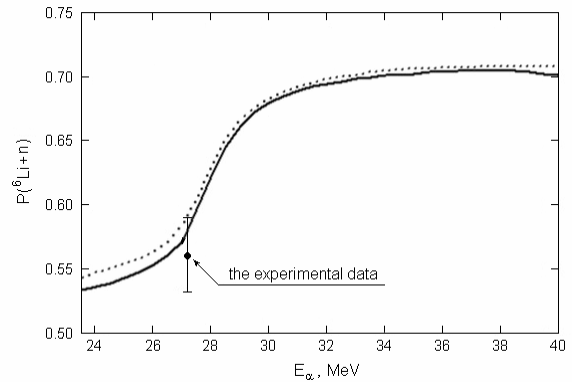
where  $\vec{k}_{ij}$  and  $\vec{p}_k$  are the Jacobi coordinates of the system in the momentum space;  $E + i0$  is the energy of the system;  $E_{ij}$  – relative energy of particles  $i$  and  $j$ ;  $E_R$ ,  $\Gamma$  – the position and width of isolated resonance  $R$  formed in binary reactions;  $\Gamma(1 + i\eta - iv)$  – hypergeometric function;  $\nu$ ,  $\eta$  – the parameters corresponding the Coulomb interaction of accompanied particle  $k$  with resonance  $R$  as whole system and with decay products, respectively;  $\zeta = \eta - \nu$ ;  $B_m(p_k)$  is the amplitude of the resonance formation in the state

with magnetic number  $m$ ;  $\chi_{ij}(\vec{k}_{ij})$  – decay vertex function.

The last term in (4) is Migdal - Watson amplitude parameterization, while the first term takes into account the influence of the Coulomb field of accompanying particles. It should be pointed out that in case of resonances far from the decay threshold the relation (2) is equal to  $\Gamma_{ij} / \Gamma$  as in the case when accompanying particle does not influence on the resonance decay.

For near-threshold resonances the Coulomb parameter  $\nu$  is complex:  $\nu = \nu_1 - i\nu_2$ . Additional dependence of reaction amplitude (4) on the Coulomb parameters leads to the branching ratio change at the resonance decay into different channels.

This effect depends on the energy in the input channel of reactions like (1) (see Figure). At high energies influence of the accompanying  $\alpha$ -particle on resonance decay becomes negligible so that the probability  $P(n + {}^6\text{Li})$  is the same as in the isolated decay case.



The dependence of probability of decay of near-threshold resonance  ${}^7\text{Li}^*(7.45 \text{ MeV})$  into the  ${}^6\text{Li} + n$  channel in the reaction  ${}^7\text{Li}(\alpha, \alpha{}^6\text{Li})n$  on the energy of the incident  $\alpha$ -particles. The interval of the integration in (3) over the energy of resonant peak is equal to  $5 \cdot \Gamma$  (solid line) and  $10 \cdot \Gamma$  (dashed line). The experimental value was obtained at  $E_\alpha = 27.2 \text{ MeV}$  [3].

1. Yu.N. Pavlenko, Problems of atomic science and technology **6**, 11 (2005).
2. V.L. Shablov and I.A. Tyras, Izv. Vuzov. Ser. Nuclear energetic **3**, 2 (2007).
3. Yu.N. Pavlenko, V.L. Shablov, O. S. Bondarenko *et al.*, Nucl. Phys. and Atomic Energy **2** (20), 65 (2007).



## НОВАЯ ВЕРСИЯ МЕТОДИКИ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОГО ВОЗМУЩЕННОГО УГЛОВОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ

И. Б. Ковгар, А. И. Левон, В. А. Онищук, А. А. Шевчук

Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев

g-факторы высокоспиновых изомеров изотопов платины были измерены нами [1, 2] методом интегрального возмущенного углового распределения (ИВУР). Один из результатов измерений – предсказание не наблюдавшего до сих пор изомера  $12^+$  в ядре  $^{194}\text{Pt}$ . При этом были сделаны некоторые предположения об интенсивности изомерного перехода, знание которой необходимо в методе ИВУР. Для подтверждения результата измерения g-фактора изомера  $12^+$  в  $^{194}\text{Pt}$  и последующей постановки эксперимента по поиску изомерного перехода решено повторить измерения методом дифференциального возмущенного углового распределения (ДВУР). Знание интенсивности изомерного перехода в этом случае не нужно. С этой целью создана новая версия методики ДВУР (рис. 1).

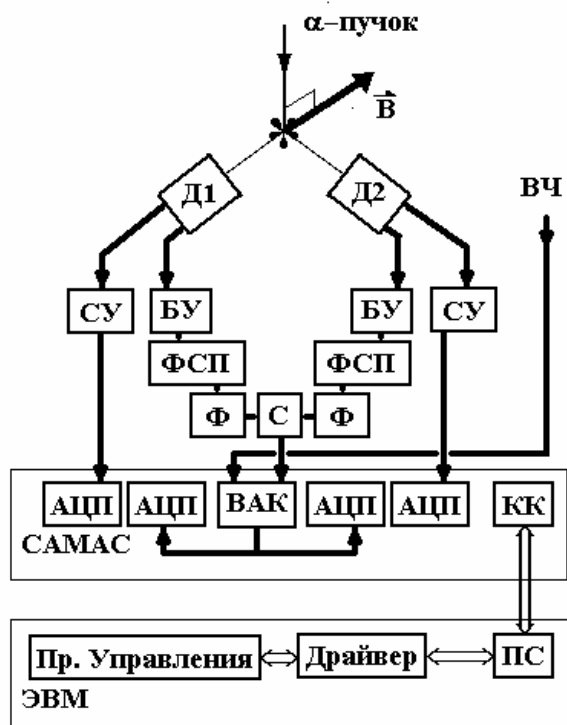


Рис. 1. Блок-схема установки для измерений ДВУР гамма-квантов.

В предыдущей версии все задачи (компенсация «гуляния» нуля времени, стабилизация временного и амплитудного трактов, окна в амплитудных спектрах и т.д.) решались аппаратным способом. Современная компьютерная техника

позволяет решать эти задачи of line, при этом в одной экспозиции возможно получить значительно более богатую информацию для анализа.

Измерения проводились двумя детекторами для противоположных направлений магнитного поля. В навал записывались номер детектора, энергия и время регистрации гамма-кванта. Временная привязка осуществлялась к ВЧ-синусоиде на дуантах циклотрона, деленная на 3. При анализе для выбранного энергетического окна формировались временные спектры для ограниченных временных промежутков экспозиции. Каждый из них трансформировался до выбранного стандарта, прежде всего компенсировались временные сдвиги. Полученные спектры суммировались и таким образом получались четыре спектра эффект + фон и четыре спектра фона. Из них вычислялась нормализованная разница, которая и была источником для определения ларморовской частоты прецессии магнитного момента ядра в магнитном поле. Измерения выполнены для  $^{94}\text{Mo}$  и  $^{194}\text{Pt}$ . На рис. 2 представлена нормализованная разница временных спектров для  $^{94}\text{Mo}$ . Изомер  $8^+$  использовался как тест методики:  $\omega_L = 182,98(58)$  МГц,  $g = 1,350(12)$ , результаты для  $^{194}\text{Pt}$  анализируются.

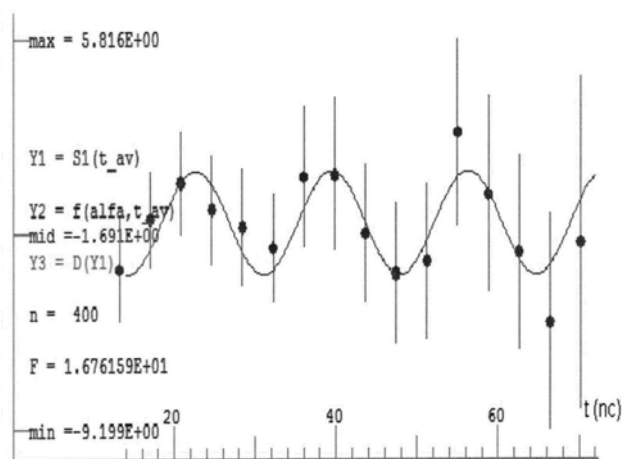


Рис. 2. Функция спиновой прецессии изомера  $8^+$  в  $^{94}\text{Mo}$ . По шкале абсцисс – время в наносекундах.

1. A.I. Levon, I.B. Kovgar, Yu.V. Nosenko *et al.*, Nucl. Phys. **A764**, 24 (2006).
2. А.И. Левон, И.Б. Ковгар, Ю.В. Носенко *и др.*, Изв. РАН. Сер. физ. **70**, 1591 (2008).

**ВЫХОДЫ ПРОДУКТОВ ДЕЛЕНИЯ  $^{238}\text{U}$  ДЕЙТРОНАМИ  
С ЭНЕРГИЕЙ 37 МэВ**

**Ю. В. Кибкало, К. К. Кисурин, Л. В. Михайлов, Г. П. Палкин,  
В. С. Семенов, В. П. Токарев, В. А. Шитюк**

*Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев*

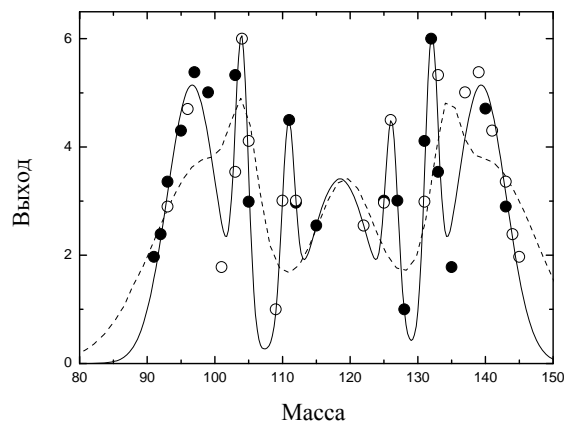
При описании процесса деления необходимо учитывать как статические, так и динамические свойства делящейся системы, т.е. далекие от равновесия конфигурации делящегося ядра, влияние коллективных и внутренних степеней свободы, динамики коллективного движения большой амплитуды.

В работе [1] проведен анализ массовых распределений осколков деления ядер  $^{238}\text{U}$  протонами с энергиями до 70 МэВ. Показано, что, согласно с работой [2], форма массовых распределений осколков деления определяется, в основном, статическими свойствами поверхности потенциальной энергии в точке разрыва, т.е. оболочечными эффектами в делящемся ядре и в сформированных осколках. На выход симметричных продуктов деления существенное влияние оказывают динамические эффекты, т.е. спектр начальных состояний, возбуждаемых в составном ядре. При энергии протонов 70 МэВ в массовых распределениях осколков деления наблюдается сверхтонкая структура, происхождение которой может быть связано с образованием спонтанно делящегося изомера в реакции  $^{238}\text{U}(p, 2n)^{237\text{m}}\text{Np}$ , время жизни которого  $\tau = 40$  нс.

В настоящей работе на изохронном циклотроне У-240 ИЯИ НАН Украины методом  $\gamma$ -спектроскопии измерены кумулятивные выходы продуктов деления  $^{238}\text{U}$  дейтронами с энергией 37 МэВ.

Массовые распределения осколков, представленные на рисунке, имеют асимметричную форму. В массовых распределениях осколков наблюдается тонкая структура, соответствующая выходу продуктов деления с массами 104, 111, 126 и 132 а.е.м., которая может быть связана с заселением изомерных состояний во втором минимуме двугорбого барьера деления и образованием спонтанно делящихся изомеров в реакции  $^{238}\text{U}(d, pxn)$ .

В области симметричного деления наблюдается повышенный выход осколков, который, согласно [2], можно объяснить влиянием вклада начальных состояний различной четности, возбуждаемых в составном ядре, на процесс деления, т.е. влиянием динамических эффектов на делительный канал.



Массовые распределения осколков деления  $^{238}\text{U}$  дейтронами с энергией 37 МэВ. Темные точки – экспериментальные данные. Светлые точки – зеркальное отражение экспериментальных точек. Сплошная линия – описание экспериментальных данных с помощью четырех мод деления. Пунктир – массовые распределения осколков деления  $^{238}\text{U}$  протонами с энергией 35 МэВ [1].

В заключение необходимо отметить, что использование метода  $\gamma$ -спектроскопии при измерении массовых распределений осколков деления актинидных ядер заряженными частицами средних энергий, позволяет: 1) экспериментально разделить влияние статических и динамических эффектов на делительный канал; 2) изучать процесс образования спонтанно делящихся изомеров, т.е. заселение изомерных состояний во втором минимуме двугорбого барьера деления. Такие эксперименты открывают новые возможности изучения деления тяжелых ядер заряженными частицами и получения ценной информации о поведении ядерной материи при средних энергиях возбуждения.

1. Ю.В. Кибкало, К.К. Кисурин, В.С. Семенов *и др.*, Ядерна фізика та енергетика, **1(17)**, 30 (2006).
2. H. Goutte, J.F. Berger, P. Casoli, and D. Gogni, Phys. Rev. **C71**, 024316 (2005).

## ADD-ON PACKAGE “SymbolicVectors” FOR THE PACKAGE “Wolfram Mathematica”

A. P. Ilyin

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

During the last few years one observes significant progress in study few body systems in the frames of the three dimensional approach. See, for example the works [1 - 4] and the references therein. Using the package Mathematica 5.2 for the next develop his work [3] the author has been need to work out this addendum to the standard package.

The package Calculus`SymbolicVectors` includes the following description elements:

:Title: Symbolic Vector Transformations (Символические векторные преобразования) SymbolicVectors:: "usage" = {"Prt, Novect1Q, Isvect1Q, NovectEvQ, IsvectEvQ, Sclexpand, Dotexpand, Sclistrib, Dotdistrib, Sclexpand1, Dotexpand1, Dotproduct, Evsymbvec, Grsv, Grd, FGrd, Grad, Grdfn, FindVectFun, Div1f, Divsa, Div, Divfn, intgauss, gauss2, Readline, Readstr, Tabread, wrtab}.

This package performs the simplest transformations of expressions that include the symbolic vectors of the form OverVector[Symbol] and also the vector functions OverVector[Subscript[Symbol, indexes]][args], that is  $\vec{F}_{ind}[args]$ , and their partial derivatives. The function Prt[sv,ls] gives an element of S-expression sv the place of which in this expression is defined with the list ls of its nesting. There is the identity ls = Position[sv, Prt[sv,ls]]. Logical operators Novect1Q, NovectEvQ, (Isvect1Q, IsvectEvQ) verify if their arguments are not vector expressions (or on the contrary if they are vector expressions). Distinctive feature of functions NovectEvQ and IsvectEvQ is that the parts of S-expressions in their arguments before calculation of a logical value of these functions are estimated (operator Evaluate). Whereas in the functions Novect1Q and Isvect1Q special measures (by introducing of the Smb prefix to the names of the intrinsic functions Sum, Integrate and Product) are taken to prevent the preliminary evaluation of these functions. New function Scl[arg1, arg2] uses as alternative to Dot[arg1, arg2] symbol for scalar product of two vector expressions arg1 and arg2. Operators Sclistrib and Dotdistrib apply the distributive rule of addition and associative rule of multiplication to Scl and Dot scalar products. Operator function Sclexpand and Dotexpand, Sclexpand1 and Dotexpand1 apply the same rules to vector and scalar expressions that contain Sum and Integrate intrinsic functions. They also find according to a spe-

cific rule (using function Product) the products of the Scl (Dot) scalar products of subscripted vector functions. These operator functions defer by the form of their results. Operator functions Grsv, Grd, FGrd, Grdfn, Grad compute gradients of different scalar expressions with scalar products of vectors that can contain (with the exception of arguments of Grsv) the vector functions and their partial derivatives and also the intrinsic function Sum and Integrate with similar scalar expressions. The functions Evsymbvec simplify expressions that include the scalar products of two linear combinations with symbolic vector functions of the common form  $\vec{f}_{ind}[args]$  and also simplifies the symbolic integer powers of such functions and also of the function  $\vec{F}_{ind}[args]$  with several ( $\leq 3$ ) arguments. The auxiliary function FindVectFun separates vector expression of the type Times on the List[atom-vector, Times[sequence of other elements]]. The operator functions Div1f, Divsa, Div, Divfn compute the divergences of linear combinations of vector expressions with scalar functions multiplied by a vector or by a vector function. Their arguments can be explicitly dependent on scalar products of vector variables or on scalar products of the linear combinations of vector functions (or partial derivatives of vector functions). But the function Divsa gives the result as a HoldForm[result] function. In order to perform the other vector differential operations you should have to change symbolic vectors for their coordinate representations and to use standard add-on package Calculus`Vector-Analysis`. The package under consideration contains also 2 functions for numeric integration with Gauss algorithm with 32 points and three functions for reading data from files and one function for writing to the files".

The add-on package 'SymbolicVectors' in translated Mathematica form is available from the author. E-males for contacts:

1. I. Fachruddin, Ch. Elster, and W. Glöckle, Phys. Rev. **C63(5)**, 054003-1 (2001).
2. H. Liu, Ch. Elster, and W. Glöckle, Phys. Rev. **C72(5)**, 054003-1 (2001).
3. A.P. Il'in, TMPH, **146**, 259 (2006).
4. J. Golak, D. Rozpędzik, R. Skibiński et al., arXiv:0911.4173v1 [nucl-th] 21 Nov 2009.

ENERGY DEPENDENCE OF THE POTENTIAL FOR INTERACTION OF  $^{16}\text{O}$  IONS WITH  $^{12}\text{C}$  NUCLEI

A. T. Rudchik, Yu. O. Shyrma, O. A. Ponkratenko

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

Angular distributions of the  $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$  elastic scattering at the energies  $E_{\text{lab}}(^{16}\text{O}) = 20 - 315$  MeV ( $E_{\text{c.m.}} = 8.6 - 135$  MeV) were analyzed within optical model (OM) and coupled-reaction-channels (CRC) method [1]. In the OM and CRC calculations, the  $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$  potential of Woods - Saxon type with volume  $W_S(r, r_{WS}, a_{WS})$  and surface  $W_D(r, r_{WD}, a_{WD})$  absorptions was used. The  $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$  elastic and inelastic scattering as well as most important one- and two-step transfers were included in the coupled-channels scheme. The spectroscopic amplitudes of nucleons and clusters needed for the CRC analysis were calculated within the translation-invariant shell-model by Smirnov - Tchuvil'ski method.

It was found that potential scattering dominate at forward angles and transfers are important only at large angles (Fig. 1).

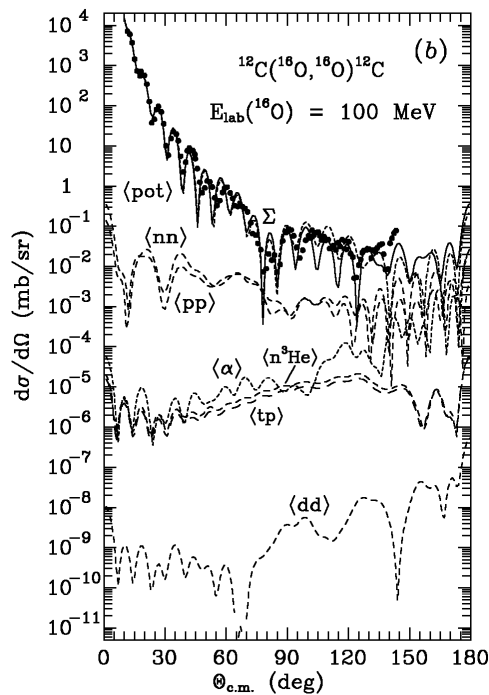


Fig. 1. Angular distribution of the  $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$  elastic scattering at energy  $E_{\text{lab}}(^{16}\text{O}) = 100$  MeV [2]. Curves show the CRC calculations for the potential scattering (curve  $\langle \text{pot} \rangle$ ) and transfers of  $\alpha$ -cluster,  $n + n$ ,  $p + p$ ,  $t + p$  &  $p + t$ ,  $n + ^3\text{He}$  &  $^3\text{He} + n$ ,  $d + d$  (curves  $\langle \alpha \rangle$ ,  $\langle \text{pp} \rangle$ ,  $\langle \text{tp} \rangle$ ,  $\langle n^3\text{He} \rangle$ ,  $\langle \text{dd} \rangle$ , respectively).

The  $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$  potential parameters were deduced at different energies. Their energy dependence was obtained (Fig. 2). The dispersion relation  $V(E, r) = V_0(E, r) + \Delta V_W(E, r)$  between real and imaginary parts of optical potential was used. It was

found that the  $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$  absorption potential has quasi-molecular form up to energy  $E_{\text{lab}}(^{16}\text{O}) = 230$  MeV (Fig. 3).

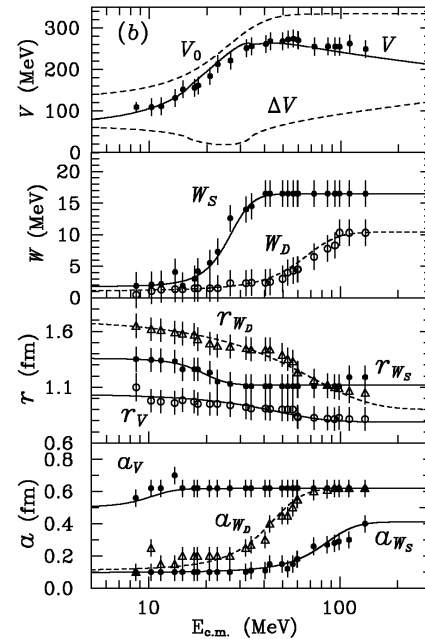
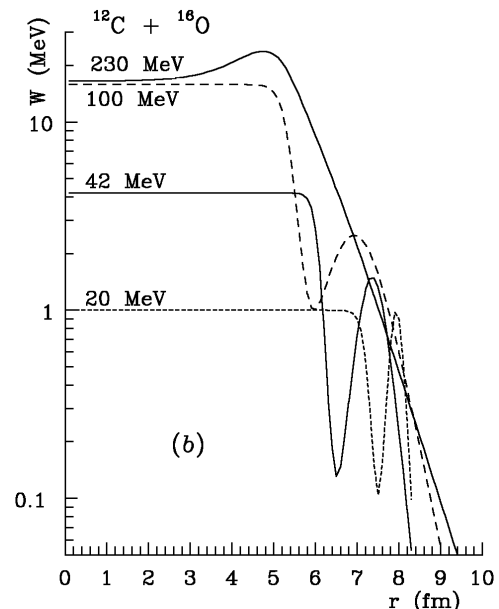


Fig. 2. Energy dependence of the  $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$  potential parameters.



1. A.T. Rudchik, Yu.O. Shyrma, and O. A. Ponkratenko, Nucl. Phys. Atomic Energy **10**, 249 (2009).
2. M.P. Nicoli, F. Haas, R.M. Freeman *et al.*, Phys. Rev. **C61**, 034609 (2000).

ELASTIC AND INELASTIC SCATTERING OF  $^{18}\text{O}$  IONS ON  $^{12}\text{C}$  NUCLEI

A. T. Rudchik<sup>1</sup>, Yu. O. Shyrma<sup>1</sup>, E. I. Koshchy<sup>2</sup>, S. Kliczewski<sup>3</sup>, B. G. Novatsky<sup>4</sup>,  
 O. A. Ponkratenko<sup>1</sup>, E. Piasecki<sup>5,6</sup>, G. P. Romanyshyna<sup>1</sup>, K. Rusek<sup>5,6</sup>, Yu. M. Stepanenko<sup>1</sup>,  
 I. Strojek<sup>6</sup>, S. B. Sakuta<sup>4</sup>, A. Budzanowski<sup>3</sup>, L. Głowacka<sup>7</sup>, I. Skwirczyńska<sup>3</sup>, R. Siudak<sup>3</sup>,  
 J. Choiński<sup>6</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, Polish Academy of Sciences, Cracow, Poland

<sup>4</sup> Russian Research Centre "Kurchatov Institute", Moscow, Russia

<sup>5</sup> A. Soltan Institute for Nuclear Studies, Warsaw, Poland

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

<sup>7</sup> Institute of Applied Physics, MUT, Warsaw, Poland

Angular distributions of the  $^{12}\text{C} + ^{18}\text{O}$  elastic and inelastic scattering were measured at the energy  $E_{\text{lab}}(^{18}\text{O}) = 105$  MeV ( $E_{\text{c.m.}} = 42$  MeV) for transitions to the ground states of  $^{12}\text{C}$ ,  $^{18}\text{O}$  and to the 1.982 MeV ( $2^+$ ), 3.555 MeV ( $4^+$ ), 3.921 MeV ( $2^+$ ), 4.439 MeV ( $2^+$ ), ( $^{12}\text{C}$ ) + 4.456 MeV ( $1^-$ ) ( $^{18}\text{O}$ ), 5.098 MeV ( $3^-$ ), 5.26 MeV ( $2^+$ ) and 6.198 MeV ( $1^-$ ) + 6.404 MeV ( $3^-$ ) states of  $^{18}\text{O}$  [1]. These and data taken from the literature at the energies  $E_{\text{c.m.}} = 12.9 - 56$  MeV were analysed within the optical model (OM) and coupled-reaction-channels (CRC) method. The  $^{12}\text{C} + ^{18}\text{O}$ -potential of Woods - Saxon type with volume  $W_S(r, r_{WS}, a_{WS})$  and surface  $W_D(r, r_{WD}, a_{WD})$  absorptions was used. The  $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$  elastic and inelastic scattering as well as most important one- and two-step transfers were included in the coupled-channels scheme. The spectroscopic amplitudes of nucleons and clusters needed for the CRC analysis were calculated within the translation-invariant shell-model by Smirnov - Tchuvilsky method.

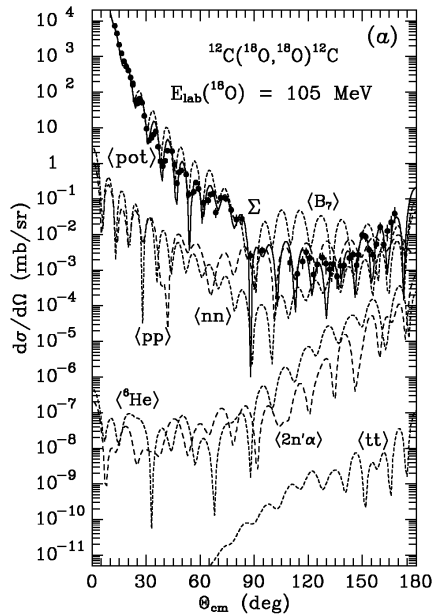


Fig. 1. Angular distributions of the  $^{12}\text{C} + ^{18}\text{O}$  elastic scattering at the energy  $E_{\text{lab}}(^{18}\text{O}) = 105$  MeV [1].

Fig. 1 shows the  $^{12}\text{C} + ^{18}\text{O}$  elastic scattering data at energy  $E_{\text{lab}}(^{18}\text{O}) = 105$  MeV and CRC calculations for potential scattering (curve <pot>) and transfers  $n + n$ ,  $p + p$ ,  $^6\text{He}$ -cluster,  $2n + \alpha$  &  $\alpha + 2n$ ,  $t + t$  (curves <nn>, <pp>, < $^6\text{He}$ >, < $2n\alpha$ >, <tt>, respectively). Curve <B7> shows calculation with OM parameters of the  $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$  potential [2]. One can see that potential scattering dominate at forward angles and transfers are important at large angles. The  $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$  potential parameters fail in description of the  $^{12}\text{C} + ^{18}\text{O}$  elastic scattering (*isotopic effect*).

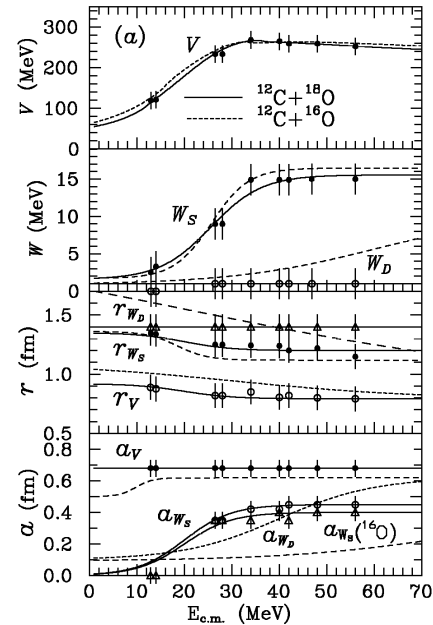


Fig. 2. Energy dependence for the  $^{12}\text{C} + ^{18}\text{O}$  potential parameters versus for the same of  $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$  interaction.

The  $^{12}\text{C} + ^{18}\text{O}$ -potential parameters were deduced and their energy dependence was obtained. In Fig. 2, the  $^{12}\text{C} + ^{18}\text{O}$ -potential energy dependence compares with that of  $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$ -potential. One can see the isotopic difference in these dependences.

1. A. T. Rudchik, Yu. O. Shyrma, E. I. Koshchy *et al.*, Nucl. Phys. Atomic Energy **10**, 345 (2009).
2. A. T. Rudchik, Yu. O. Shyrma, O. A. Ponkratenko, Nucl. Phys. Atomic Energy **10**, 249 (2009).

**$^8\text{Li}$  OPTICAL POTENTIAL FROM  $^7\text{Li}(^{18}\text{O}, ^{17}\text{O})^8\text{Li}$  REACTION ANALYSIS**

A. T. Rudchik<sup>1</sup>, Yu. M. Stepanenko<sup>1</sup>, K. W. Kemper<sup>2</sup>, A. A. Rudchik<sup>2</sup>, O. A. Ponkratenko<sup>1</sup>,  
E. I. Koshchy<sup>3</sup>, S. Kliczewski<sup>4</sup>, K. Rusek<sup>5</sup>, A. Budzanowski<sup>4</sup>, S. Yu. Mezhevych<sup>1</sup>, Val. M. Pirnak<sup>1</sup>,  
I. Skwirczyńska<sup>4</sup>, R. Siudak<sup>4</sup>, B. Czech<sup>4</sup>, A. Szczurek<sup>4</sup>, V. V. Uleshchenko<sup>1</sup>, J. Choiński<sup>6</sup>, L. Głowacka<sup>7</sup>

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

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

<sup>3</sup>Kharkiv National University, Kharkiv

<sup>4</sup>H. Niewodniczański Institute of Nuclear Physics, Polish Academy of Sciences, Cracow, Poland

<sup>5</sup>A. Soltan Institute for Nuclear Studies, Warsaw, Poland

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

<sup>7</sup>Institute of Applied Physics, MUT, Warsaw, Poland

Angular distributions of the  $^7\text{Li}(^{18}\text{O}, ^{17}\text{O})^8\text{Li}$  reaction were measured at the energy  $E_{\text{lab}}(^{18}\text{O}) = 114$  MeV for the transitions to the ground and 0.871 MeV ( $1/2^+$ ) ( $^{17}\text{O}$ ) + 0.981 MeV ( $1^+$ ) ( $^8\text{Li}$ ) states of  $^8\text{Li}$  and  $^{17}\text{O}$  as well as for the transitions to the 2.255 MeV ( $3^+$ ), 3.21 MeV ( $1^+$ ), 5.4 MeV ( $1^+$ ) states of  $^8\text{Li}$  and 3.055 MeV ( $1/2^-$ ), 3.841 MeV ( $5/2^-$ ), 4.553 MeV ( $3/2^-$ ), 5.38 MeV ( $3/2^-$ ) states of  $^{17}\text{O}$  [1, 2].

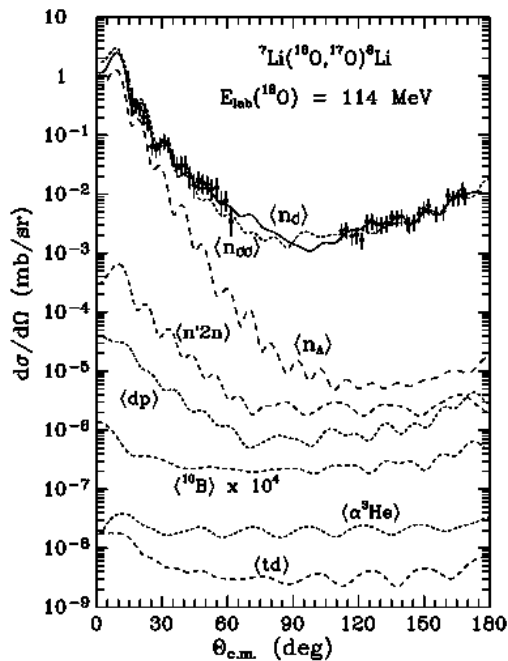


Fig. 1. Angular distribution of the  $^7\text{Li}(^{18}\text{O}, ^{17}\text{O})^8\text{Li}$  reaction at  $E_{\text{lab}}(^{18}\text{O}) = 114$  MeV for transitions to the ground states of  $^8\text{Li}$  and  $^{17}\text{O}$ . The curves  $\langle n_i \rangle$  ( $i = A, C, CC$ ) show the CRC calculations with  $i$ -parameters for  $n$ -transfer and the other curves – for the rest of the assumed transfer channels.

The  $^7\text{Li}(^{18}\text{O}, ^{17}\text{O})^8\text{Li}$  reaction data were analyzed within the CRC method. The  $^7\text{Li} + ^{18}\text{O}$  elastic and inelastic scattering and most important transfers were included in the coupledchannels scheme. In the CRC calculations, the nuclear optical potentials of Woods–Saxon type with volume absorption and Coulomb potentials of a uniform charged sphere were used for both entrance and exit reaction chan-

nels. The  $^7\text{Li} + ^{18}\text{O}$  potential parameters were deduced previously by fitting elastic scattering data measured simultaneously with the reaction [3]. The shell-model spectroscopic amplitudes of transferred nucleons and clusters were used in the CRC calculations. The use of the  $^7\text{Li}$  potential in the place of the  $^8\text{Li}$  one in the reaction analysis yielded a calculated angular distribution (see curve  $\langle n_A \rangle$  in Fig. 1) that decreases much more rapidly than the data thus requiring that the  $^8\text{Li} + ^{17}\text{O}$  potential parameters be obtained by fitting the reaction data (curves  $\langle n_C \rangle$  and  $\langle n_{CC} \rangle$ ).

It was found that neutron transfer dominates in this reaction. The derived  $^8\text{Li}$  potential has the same real potential as that for  $^7\text{Li}$ , but the imaginary  $^8\text{Li}$  potential is weaker than that of the  $^7\text{Li} + ^{18}\text{O}$  interaction (Fig. 2).

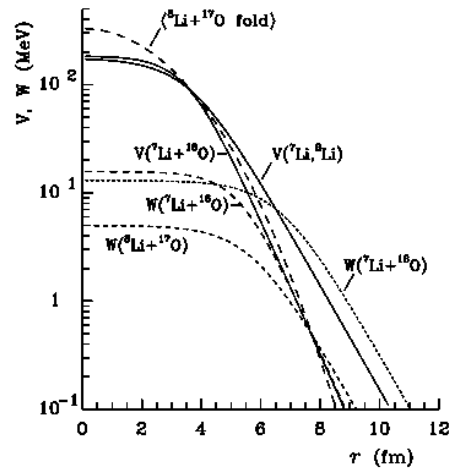


Fig. 2. A comparison of the  $^8\text{Li} + ^{17}\text{O}$  and  $^7\text{Li} + ^{16, 18}\text{O}$  potentials at energy  $E_{\text{c.m.}} = 25.91$  MeV

1. A.T. Rudchik, Yu. M. Stepanenko *et al.*, Nucl. Phys. **A831**, 139 (2009).
2. A.T. Rudchik, Yu.M. Stepanenko *et al.*, Nucl. Phys. At. Energy **10**, 138 (2009).
3. A.A. Rudchik, A.T. Rudchik *et al.*, Nucl. Phys. **A785** (2007) 293.

MECHANISM OF CHARGE-EXCHANGE IN THE  ${}^7\text{Li}({}^{10}\text{B}, {}^{10}\text{Be}){}^7\text{Be}$  REACTION  
 AND POTENTIAL OF INTERACTION OF THE  ${}^7\text{Be} + {}^{10}\text{Be}$  NUCLEI

V. O. Romanyshyn<sup>1</sup>, A. T. Rudchik<sup>1</sup>, O. A. Ponkratenko<sup>1</sup>, E. I. Koshchy<sup>2</sup>, S. Kliczewski<sup>3</sup>, K. Rusek<sup>4</sup>,  
 V. M. Kyryanchuk<sup>1</sup>, S. Yu. Mezhevych<sup>1</sup>, Val. M. Pirnak<sup>1</sup>, A. A. Rudchik<sup>1</sup>, A. Budzanowski<sup>3</sup>,  
 I. Skwirczyńska<sup>3</sup>, R. Siudak<sup>3</sup>, B. Czech<sup>3</sup>, A. Szczurek<sup>3</sup>, J. Choiński<sup>5</sup>, L. Głowacka<sup>6</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>Heavy Ion Laboratory of Warsaw University, Warsaw, Poland

<sup>6</sup>Institute of Applied Physics, MUT, Warsaw, Poland

Angular distributions of the  ${}^7\text{Li}({}^{10}\text{B}, {}^{10}\text{Be}){}^7\text{Be}$  reaction leading to the ground and 0.429 MeV ( $1/2^-$ ), 4.57 MeV ( $7/2^-$ ) and 6.7 MeV ( $5/2^-$ ) states of  ${}^7\text{Be}$  and 3.368 MeV ( $2^+$ ), 5.958 MeV ( $2^+$ ) and 6.263 MeV ( $2^-$ ) of  ${}^{10}\text{Be}$  were measured at an energy of  $E_{\text{lab}}({}^{10}\text{B}) = 51$  MeV [1].

The data were analyzed within DWBA method for direct charge-exchange mechanism and with the coupled-reaction-channels (CRC) method using optical potentials of Woods-Saxon type for the entrance and exit channels. In CRC-calculations, one- and two-step transfers were included in the coupling scheme as well as the  ${}^7\text{Li}$  and  ${}^{10}\text{B}$  excitations. The  ${}^7\text{Li} + {}^{10}\text{B}$  potential parameters obtained by fitting elastic scattering data [2] were employed in the calculations. The  ${}^7\text{Be} + {}^{10}\text{Be}$  potential parameters were deduced by fitting the reaction data. The spectroscopic amplitudes of nucleons and clusters needed for the reaction analysis were calculated within the translationally invariant shell model.

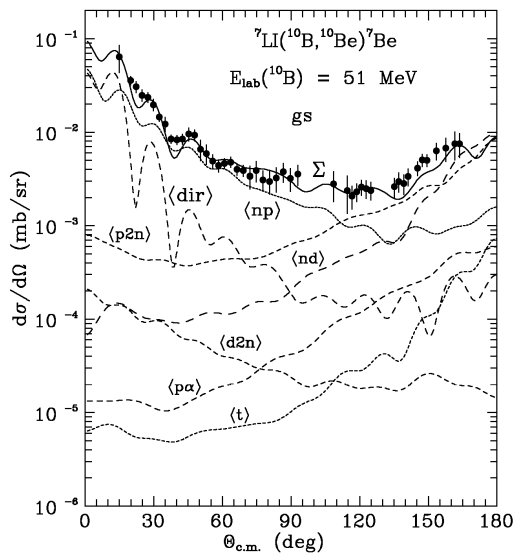


Fig. 1. Angular distribution of the  ${}^7\text{Li}({}^{10}\text{B}, {}^{10}\text{Be}){}^7\text{Be}$  reaction at  $E_{\text{lab}}({}^{10}\text{B}) = 51$  MeV for transitions to the ground states of  ${}^7\text{Be}$  and  ${}^{10}\text{Be}$ . The curves show the CRC calculations for different transfers.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

The calculations show that, in the  ${}^7\text{Li}({}^{10}\text{B}, {}^{10}\text{Be}){}^7\text{Be}$  reaction, direct charge-exchanges  ${}^{10}\text{B} \rightarrow {}^{10}\text{Be}$  and  ${}^7\text{Li} \rightarrow {}^7\text{Be}$  dominates at forward angles for all transitions to the ground and excited states of  ${}^7\text{Be}$  and  ${}^{10}\text{Be}$ . The transfers dominate or are important at large angles (Fig. 1).

The  ${}^7\text{Be} + {}^{10}\text{Be}$  potential parameters were compared to the  ${}^7\text{Li} + {}^{10}\text{B}$  and  ${}^7\text{Be}, {}^7\text{Li} + {}^9\text{Be}$  potential ones [2, 3] (Fig. 2). Energy dependences for the parameters  $V$ ,  $W$  of these potentials differ significantly at threshold energies.

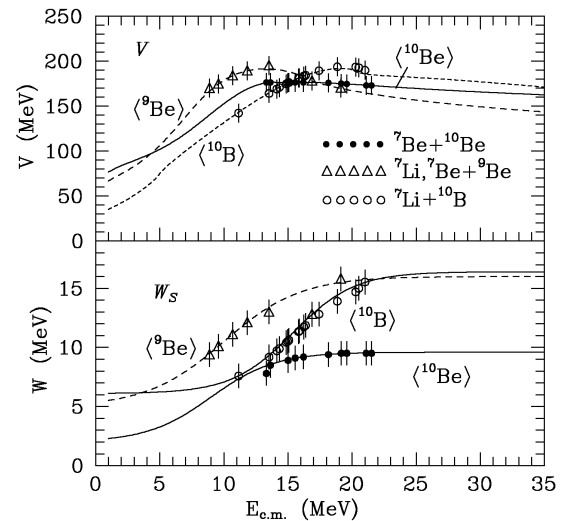


Fig. 2. Energy dependence of the  ${}^7\text{Be} + {}^{10}\text{Be}$  potential parameters (curves  $\langle {}^{10}\text{Be} \rangle$ ) versus that for the  ${}^7\text{Li}, {}^7\text{Be} + {}^9\text{Be}$  and  ${}^7\text{Li} + {}^{10}\text{B}$  potential parameters (curves  $\langle {}^9\text{Be} \rangle$  and  $\langle {}^{10}\text{B} \rangle$ , respectively).

1. V.O. Romanyshyn, A.T. Rudchik, O.A. Ponkratenko *et al.*, Nucl. Phys. Atomic Energy **10**, 26 (2009).
2. A.T. Rudchik, V.O. Romanyshyn, E.I. Koshchy *et al.*, Eur. Phys. J. A **33**, 317 (2007).
3. A.T. Rudchik, K.W. Kemper, V.O. Romanyshyn *et al.*, Eur. Phys. J. A **41**, 31 (2009).



**<sup>8</sup>Be SCATTERING POTENTIALS FROM REACTION ANALYSES**

V. O. Romanyshyn<sup>1</sup>, A. T. Rudchik<sup>1</sup>, K. W. Kemper<sup>2</sup>, S. Kliczewski<sup>3</sup>, E. I. Koshchy<sup>4</sup>,  
O. A. Ponkratenko<sup>1</sup>, K. Rusek<sup>5</sup>, A. Budzanowski<sup>3</sup>, J. Choiński<sup>6</sup>, B. Czech<sup>3</sup>, L. Glowacka<sup>7</sup>,  
S. Yu. Mezhevych<sup>1</sup>, Val. M. Pirnak<sup>1</sup>, V. A. Plujko<sup>1</sup>, A. A. Rudchik<sup>1</sup>, I. Skwirczyńska<sup>3</sup>, R. Siudak<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>Physics Department, Florida State University, Tallahassee, Florida, USA

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

<sup>4</sup>Kharkiv National University, Kharkiv

<sup>5</sup>A. Soltan Institute for Nuclear Studies, Warsaw, Poland

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

<sup>7</sup>Institute of Applied Physics, Military University of Technology, Warsaw, Poland

Angular distributions of the <sup>7</sup>Li(<sup>10</sup>B, <sup>9</sup>Be)<sup>8</sup>Be reaction leading to the ground and excited states of <sup>8</sup>Be were measured at an energy of  $E_{lab}(^{10}\text{B}) = 51$  MeV [1]. The data were analyzed within the coupled-reaction-channels method using optical potentials of Woods-Saxon type for the entrance and exit channels. One- and two-step transfers were included in the coupling scheme as well as the <sup>7</sup>Li and <sup>10</sup>B excitations. The <sup>7</sup>Li + <sup>10</sup>B potential parameters obtained by fitting elastic scattering data [2] were employed in the calculations. The <sup>8</sup>Be + <sup>9</sup>Be potential parameters were deduced by fitting the reaction data (Table). The spectroscopic amplitudes of nucleons and clusters needed for the reaction calculations were obtained within the translationally invariant shell model.

**Parameters of nucleus-nucleus potentials**

System	$E_{c.m.}$ , MeV	$V_0$ , MeV	$r_V$ , fm	$a_V$ , fm	$W_S$ , MeV	$r_W$ , fm	$a_W$ , fm
<sup>7</sup> Li+ <sup>10</sup> B	21.0	190	0.79	0.66	14.5	1.25	0.66
<sup>9</sup> Be+ <sup>8</sup> Be	13.4	151	0.79	0.64	2.0	1.61	0.64
	14.8	178	0.79	0.66	7.0	1.60	0.66
	15.0	178	0.79	0.66	7.0	1.60	0.66
	20.3	188	0.79	0.66	8.5	1.55	0.66
	21.9	193	0.79	0.68	5.0	1.60	0.68
	24.8	192	0.79	0.72	4.0	1.60	0.72
	28.7	176	0.79	0.76	11.0	1.60	0.76
	31.7	171	0.79	0.76	11.0	1.60	0.76

The calculations show that, in the <sup>7</sup>Li(<sup>10</sup>B, <sup>9</sup>Be)<sup>8</sup>Be reaction, proton transfer dominates at forward angles whereas a sum of proton, deuteron, and sequential n + p transfers (curves <p>, <d>, <np> in Fig. 1) are important at backward angles.

The <sup>8</sup>Be + <sup>9</sup>Be potential parameters were compared to <sup>7</sup>Be + <sup>9</sup>Be potential ones [3] (Fig. 2). The real potentials are remarkably similar for the two systems but the dependence in the imaginary ones demonstrates their marked dependence on the internal structures of the two systems.

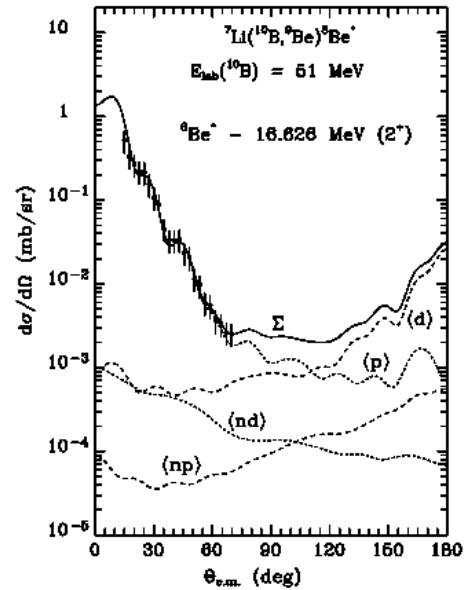


Fig. 1. Angular distribution of the the <sup>7</sup>Li(<sup>10</sup>B, <sup>9</sup>Be)<sup>8</sup>Be reaction at the energy  $E_{lab}(^{10}\text{B}) = 51$  MeV for the transition to the 16.626 MeV state of <sup>8</sup>Be [1].

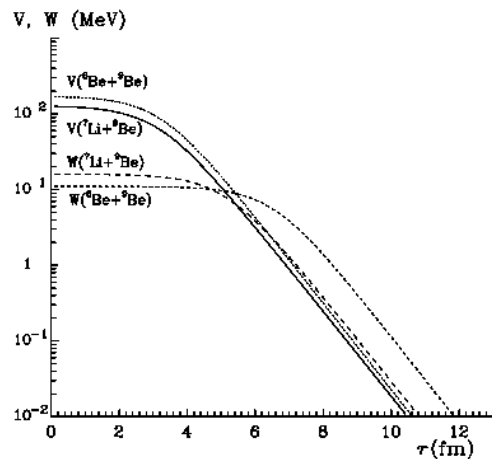


Fig. 2. The <sup>7</sup>Li + <sup>9</sup>Be and <sup>8</sup>Be + <sup>9</sup>Be potentials at the energy  $E_{c.m.} = 31.6$  MeV.

1. V.O. Romanyshyn, A. T. Rudchik *et al.*, Phys. Rev. C79, 054609 (2009).
2. A.T. Rudchik *et al.*, Eur. Phys. J. A33, 317 (2007).
3. A.T. Rudchik *et al.*, Eur. Phys. J. A41, 31 (2009).

ПРО НИЗЬКОЕНЕРГЕТИЧНУ ЧАСТИНУ СПЕКТРІВ ЗБУДЖЕННЯ ЯДЕР З  $A = 5$

О. М. Поворозник, О. К. Горпинич

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

Результати численних теоретичних та експериментальних досліджень перших збуджених незв'язаних станів ядер з  $A = 5$  -  ${}^5\text{He}$  та  ${}^5\text{Li}$ , які розпадаються через випромінення пари частинок -  $\alpha + n$  або  $\alpha + p$  неоднозначні й достатньо суперечливі, як видно з останніх компіляцій (рис. 1).

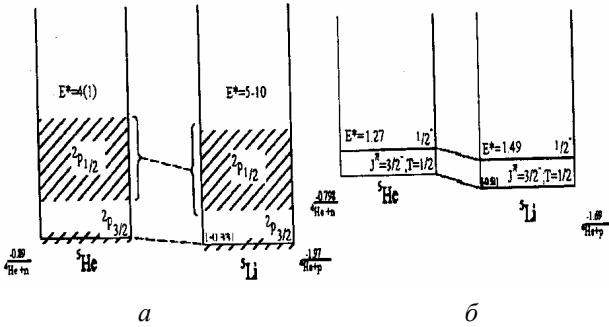


Рис. 1. Низькоенергетичні частини схем збудження ядер  ${}^5\text{He}$  та  ${}^5\text{Li}$ : а - [1]; б - [2].

Інтерес до низькоенергетичної частини спектра ядра  ${}^5\text{He}$  останнім часом зріс у зв'язку з дослідженням «боромієвських» ядер, які знаходяться у зв'язаному стані, і якщо їх розбити на три підсистеми, то будь-які дві з них не можуть сформувати зв'язаний стан. Тому при вивченні «боромієвського» ядра  ${}^6\text{He}$  ( $\alpha + n + n$ ) істотними є коректні експериментальні дані про взаємодію пари частинок -  $\alpha + n$ .

Для дослідження низькоенергетичної частини спектрів збудження ядра  ${}^5\text{He}$  та  ${}^5\text{Li}$  було вибрано вивчення відповідних каналів реакцій, викликаних  $\alpha + {}^2(3)\text{H}$  взаємодією при енергіях налітаючого пучка альфа-частинок 27,2 та 67,2 MeV як у кінематично повних, так і в неповних експериментах. Проведений аналіз інклюзивних та збігових спектрів з  ${}^3\text{H}({}^3\text{He})(\alpha, d)\alpha n(\alpha p)$  [3],  ${}^2\text{H}(\alpha, p\alpha)n$ , [4, 5] та  ${}^3\text{H}(\alpha, d\alpha)n$  реакцій [6, 7] дозволив отримати нові дані про положення та ширину перших збуджених станів ядер  ${}^5\text{He}$  та  ${}^5\text{Li}$  в суперечливій низькоенергетичній частині спектрів. Установлено, що величина спин-орбітального розщеплення основного та першого збудженого 2p рівнів ядра  ${}^5\text{He}$  не перевищує 1,8 MeV.

Для прикладу на рис. 2 та 3 наведено проекції двовимірних спектрів  $p\alpha$ -збігів, отримані з кінематично-повного дослідження реакції  $\text{H}(\alpha, p\alpha)n$  та їх аналіз з метою уточнення низькоенергетичної частини спектра збудження ядер  ${}^5\text{Li}$  та  ${}^5\text{He}$ .

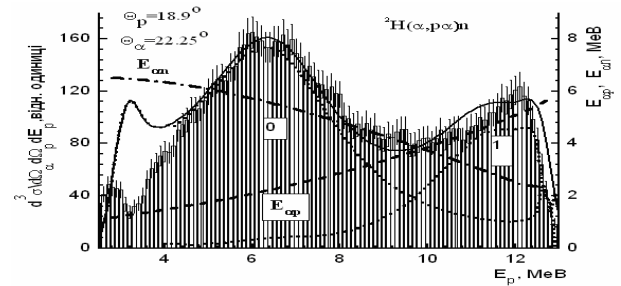


Рис. 2. Проекція верхньої гілки матриці  $p\alpha$  збігів на вісь енергії протонів. Точкові лінії, позначені цифрами 0 та 1, – внески основного ( $E_{0p\alpha} = 2,14(0,50)$ ,  $\Gamma_0 = 1,3(0,5)\text{MeV}$ ) та першого збудженого ( $E_{1p\alpha} = 4,8(0,5)$ ,  $\Gamma_1 = 2,0(0,5)\text{MeV}$  рівнів ядра  ${}^5\text{Li}$ , а суцільна – їхня сума. Штрихова та штрих-пунктирна лінії – відносні енергії  $E_{\alpha p}$ ,  $E_{\alpha n}$  відповідно.

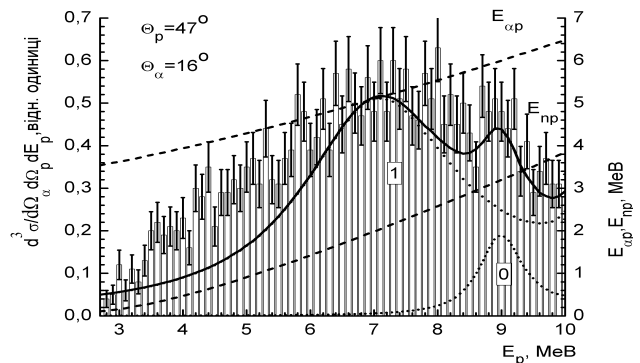


Рис. 3. Проекція верхньої гілки двовимірному спектра  $p\alpha$  збігів на вісь енергії протонів. Точкові лінії, позначені цифрами 0 та 1, – внески основного ( $E_{0n\alpha} = 0,91(0,21)$ ,  $\Gamma_0 = 0,7(0,2)\text{MeV}$ ) та першого збудженого ( $E_{1n\alpha} = 2,41(0,21)$ ,  $\Gamma_1 = 2,02(0,44)\text{MeV}$ ) рівнів ядра  ${}^5\text{He}$ , а суцільна – їхня сума. Штрихові лінії – відносні енергії  $E_{\alpha p}$ (верхня),  $E_{\alpha n}$ (нижня).

1. F. Ajzenberg-Selove, Nucl. Phys. **A506**, 1 (1990).
2. D.R. Tilley *et al.*, Nucl.Phys **A708**, 3 (2002).
3. О.К. Горпинич, В.М. Павленко и О.М. Поворозник, Изв. РАН, сер. физ. **57**, № 1, 121 (1993).
4. О.К. Горпинич, О.М. Поворозник *та ін.*, УФЖ **45**, № 3, 270 (2000).
5. О.К. Горпинич, О.М. Поворозник *и др.*, Изв. РАН, сер. физ. **65**, № 5, 698 (2001).
6. О.К. Горпинич, О.М. Поворозник *та ін.*, Зб. наук. праць Ін-ту ядерних досл. **1**, 59 (2000).
7. О.К. Горпинич, О.М. Поворозник *и др.*, Изв. РАН, сер. физ. **69**, № 5, 742 (2005).

THE EXCITED STATES OF  ${}^4\text{He}$  STUDIED BY USING  
 ${}^3\text{H}(\alpha, tt)p$ ,  ${}^3\text{H}(\alpha, t\tau)n$  AND  ${}^3\text{H}(\alpha, td)d$  REACTIONS

O. Povoroznyk, O. Gorpnich, O. Ponkratenko, O. Jachmenjov

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

The  ${}^4\text{He}$  is the lightest nucleus in which except for the ground state all excited levels are unbound, and decay mainly through the irradiation of particles and nucleons. And as far as an increase of energy of excitation the excited levels at first decay through the channel of  $p+t$ , then the  $n+{}^3\text{He}$  channel is added and if energy of excitation exceeds the energy threshold of decay of  ${}^4\text{He}$  nucleus into two deuterons the decay channel into  $d+d$  is opened too.

For study of structure of excited levels of  ${}^4\text{He}$  kinematically complete investigation of three-body  ${}^3\text{H}(\alpha, tt)p$ ,  ${}^3\text{H}(\alpha, t\tau)n$  and  ${}^3\text{H}(\alpha, td)d$  reactions, caused by bombardment of titanium-tritium target by  $\alpha$ -particles with energy 67.2 MeV were used. Two-dimensional energy spectra of  $tt$ ,  $t\tau$  and  $td$  coincidences (angle detection of first particles – tritons –  $15^\circ$ , angle detection of the corresponding second particles – triton,  $\tau$ -particle and deuteron- $27.5^\circ$ ) and their projections (see Figures) into axis of triton energy were obtained. Using non interfering Breit - Wigner terms the fitting procedure was carried out for each projection. These projections and results of this analysis are represented in Figs. 1 - 3 for separate three-body reaction channel. The values energy positions ( $E^*$ ) and widths ( $\Gamma$ ) for the seven excited states of  ${}^4\text{He}$  were obtained due to using this so-called model of subsequent decay and were represented in the Table. The obtained energy parameters for seven excited of  ${}^4\text{He}$  in one experimental exposition are in not bad agreement with the data of other authors [1].

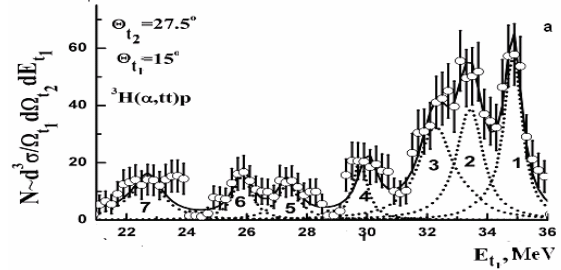


Fig. 1. Projection of upper branch of of  $tt$ -coincidences spectrum into axis of triton energy.

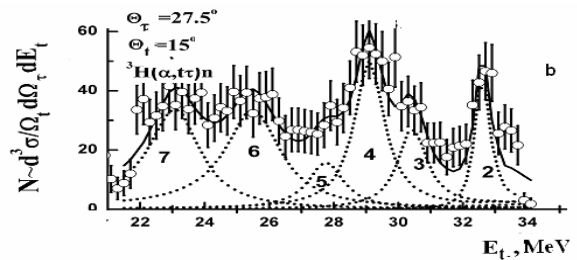


Fig. 2. Projection of upper branch of of  $t\tau$ -coincidences spectrum into axis of triton energy.

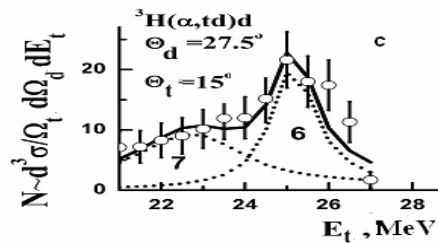


Fig. 3. Projection of upper branch of of  $td$ -coincidences spectrum into axis of triton energy.

No. of excited level of ${}^4\text{He}$	${}^3\text{H}(\alpha, tt)p$		${}^3\text{H}(\alpha, t\tau)n$		${}^3\text{H}(\alpha, td)d$	
	$E^*$ , MeV	$\Gamma$ , MeV	$E^*$ , MeV	$\Gamma$ , MeV	$E^*$ , MeV	$\Gamma$ , MeV
1	20.04(0.07)	0.42(0.15)	-	-	-	-
2	21.01(0.11)	0.66(0.39)	21.26(0.12)	0.38(0.10)	-	-
3	21.75(0.15)	0.76(0.29)	22.30(0.19)	0.65(0.30)	-	-
4	23.01(0.10)	0.33(0.33)	23.13(0.1)	0.55(0.25)	-	-
5	23.92(0.12)	0.37(0.18)	23.75(0.14)	0.59(0.63)	-	-
6	24.66(0.11)	0.29(0.11)	24.71(0.10)	0.83(0.44)	24.66(0.11)	0.50(0.20)
7	25.69(0.10)	0.40(0.12)	25.57(0.13)	0.63(0.17)	25.55(0.17)	1.04(0.61)

1. D.R. Tilley *et al.*, Nucl. Phys. **A541**, 1 (1992).

EXCITATION SPECTRA OF  ${}^6\text{Li}$ ,  ${}^6\text{He}$  AND  ${}^3\text{H}(\alpha, \tau)\text{n}$ ,  ${}^3\text{H}(\alpha, \text{tt})\text{p}$  REACTIONS

O. Povoroznyk, O. Gorpinich, A. Mokhnach, O. Ponkratenko, O. Jachmenjov

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

Depending on the excitation energy, unbound levels decay through emission of different particles and nucleons, demonstrating different cluster structure. In case of light nuclei with  $A = 6$ , there is a general opinion that they consist of  $\alpha$ -particle core and the pair of nucleons. Also, many years ago, Thompson and Tang [1] expressed theoretical assumption regarding existence of the excited level in the nuclei of  ${}^6\text{He}$  and  ${}^6\text{Li}$ , located higher than the threshold of decay of these nuclei on two three-nucleon clusters.

We have investigated the formation and decay throughout  $t + t$ ,  $t + \tau$  channels from  $\alpha + t$  interaction by using the three-body reactions  ${}^3\text{H}(\alpha, \text{tt})\text{p}$  and  ${}^3\text{H}(\alpha, \tau)\text{n}$ . Triturated titan targets and alpha-particle beam ( $E_\alpha = 67.2$  MeV) were used in the experiment.  $\Delta E$ - $E$  technique was used for the identification and determination of energy of outgoing charge particles on coincidences.

For study excitation spectra of  ${}^6\text{He}$  and  ${}^6\text{Li}$  above energy threshold of decay these nuclei on two three-nucleon clusters we selected for subsequent analysis two-dimensional spectra of of  $\tau - t$  (Fig. 1) and  $t - t$  coincidences measured for same detection angles. The first detector, placed at  $21^\circ$  detected only tritons and second detector placed at  $21^\circ$  indented for detection as tritons as  $\tau$ -particles. We assume that to observe these excited states of  ${}^6\text{He}$  and  ${}^6\text{Li}$  at this detecting angles are possible if in the first stage of presented three-body reactions are formed  $p + {}^6\text{He}^*$  and correspondingly  $n + {}^6\text{Li}^*$ . On the second stage exited states of  ${}^6\text{He}$  and  ${}^6\text{Li}$  nuclei decay, correspondingly, on  $t + t$  and  $t + \tau$  and are detected by using aforementioned detectors. And if to transform obtained two-dimensional spectra of  $\tau - t$  and  $t - t$  coincidences in two-dimensional  $(E_\tau + E_t) \times E_n$  and  $(E_{t1} + E_{t2}) \times E_p$  spectra (Fig. 2) we can observe the prominent peak in each spectra which corresponds formation and decay unbound excited states of  ${}^6\text{He}$  and  ${}^6\text{Li}$  nuclei with  $t + t$  and  $t + \tau$  cluster structure, correspondingly. The additional argument population of unbound exited of  ${}^6\text{Li}$  is the use for the data analysis the procedure of drawing on two-dimensional spectra developed in work [2]. The essence of application of this procedure consists in the fact that for every cell of the two-dimensional spectrum  $E_1 \times E_2$  is played evenly off the value of the  $E_1$  and  $E_2$  energy within the limit of energy bin as many times, as events it was contained in this cell, and for every played off single event using the laws of conservation of energy and impulse all other kinematics

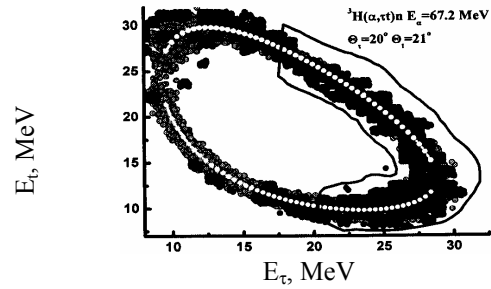


Fig. 1. White line – kinematic calculations in the assumption of the punctual geometry for the three-body  ${}^3\text{H}(\alpha, \tau)\text{n}$  reaction. Grey background – kinematic location of the coincidences of this reaction, modelled by Monte - Carlo method. Experimental spectrum of the  $tt$ -coincidences – dark circles.

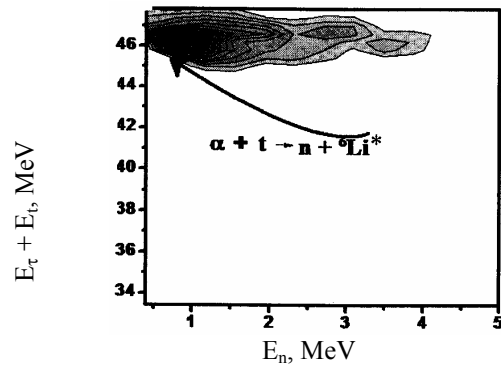


Fig. 2.  $(E_\tau + E_t) \times E_n$  spectrum.

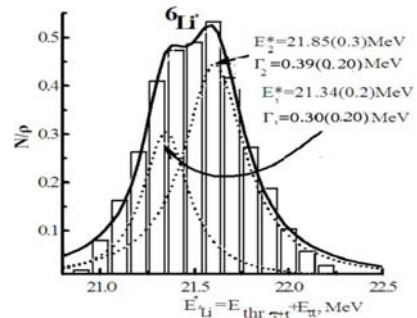


Fig. 3. Spectrum of relative energy  $E_\tau$  from three-body nuclear  ${}^3\text{H}(\alpha, \tau)\text{n}$  reaction.

parameters of three-body reaction are determined. If to take the array of such calculated single values of relative energy  $E_{\tau t}$  for that part of locus of  $\tau$ - $t$  coincidences, where after our supposition, population and decay of the unbound excited states of  ${}^6\text{Li}$  (see marked part in picture Fig. 1) takes place and summing up number of single values of the relative energy  $E_{\tau t}$  with certain discrete (for example, 0.1 MeV) one may obtaine spectrum of relative energy  $E_\tau$  which carries in itself information about excitation spectrum of  ${}^6\text{Li}(E_{i=21, 34(0,20)}^*)$  MeV,

$\Gamma=0,30$  (0,20)MeV and  $E_2^* = 21,85$  (0,30) MeV,  $\Gamma=0,39$  (0,20)MeV). The same procedure was made for spectrum t - t coincidences and we observed the resonance structure at  $E_{tt} \approx 6$  MeV that corresponds to energy excitation of  ${}^6\text{He}$  about 18 MeV.

1. D. Thompson and Y. Tang, Phys. Rev. Lett. **19**, 87 (1967).
2. O. Povoroznyk, Nucl. Phys and At. Energy **2(20)**, 131 (2007).

## ИССЛЕДОВАНИЕ ИЗОМЕРНЫХ ОТНОШЕНИЙ ВЫХОДОВ В $(\gamma, n)$ -РЕАКЦИИ НА ${}^{121}\text{Sb}$

И. Н. Вишнеvский, О. И. Давидовская, В. А. Желтоножский, А. Н. Саврасов, П. Н. Трифонов

*Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев*

Фотоядерные реакции служат важным источником сведений как о механизмах ядерных реакций, так и о свойствах возбужденных состояний атомных ядер. Исследование гигантского дипольного резонанса (ГДР) является до настоящего времени одним из актуальных направлений современной ядерной физики. Одним из методов таких исследований является измерение изомерных отношений выходов, т.е. измерение отношения выходов остаточных радиоактивных ядер в изомерном и основном состояниях.

Целью данной работы является измерение изомерных отношений выходов в широком диапазоне энергий в  $(\gamma, n)$ -реакции с тормозными  $\gamma$ -квантами на  ${}^{121}\text{Sb}$ .

Измерения изомерных отношений выходов проводились методом наведенной активности на тормозном  $\gamma$ -пучке микротрона М-30 ИЭФ НАН Украины для энергий электронов от 9,6 до 25,0 МэВ (см. таблицу).

В  $(\gamma, n)$ -реакции образуется  ${}^{121}\text{Sb}(\gamma, n) {}^{120m,g}\text{Sb}$  ( $T_{1/2} = 5,8$  сут,  $J^\pi = 8^-$  и 15,9 мин,  $J^\pi = 1^+$  соответственно).

Для расчета теоретических изомерных отношений выходов нами использовался программный пакет TALYS-1.0 [1]. В программе имеется несколько вариантов модельных подходов к описанию плотности уровней. Схемы дискретных уровней учитывалась в автоматическом режиме.

Для оценки положения таких состояний мы проанализировали экспериментальные данные в  ${}^{122}\text{Sb}$  и  ${}^{124}\text{Sb}$ . Было получено, что в  ${}^{120}\text{Sb}$  должны находиться следующие высокоспиновые состояния: 270 кэВ ( $6^-$ ), 330 кэВ ( $7^-, 8^-$ ), 500 кэВ ( $6^-$ ), 630 кэВ ( $6^-$ ), 900 кэВ ( $6^-, 7^-$ ), которые разряжаются на изомерный уровень  $8^-$  и уровень 600 кэВ ( $5^-$ ) с разрядкой на уровень 270( $6^-$ ).

Используя эту оценочную информацию о схеме уровней  ${}^{120}\text{Sb}$ , мы рассчитали изомерные отношения выходов для  ${}^{120m,g}\text{Sb}$  (см. таблицу).

Изомерные отношения выходов в  $(\gamma, n)$ -реакции для ядер  ${}^{120}\text{Sb}$

$E^\gamma$ , МэВ	$[Y_m/Y_g] \cdot 10^3$ эксперимент	$[Y_m/Y_g] \cdot 10^3$ расчет	$E^\gamma$ , МэВ	$[Y_m/Y_g] \cdot 10^3$ эксперимент	$[Y_m/Y_g] \cdot 10^3$ расчет
9,6	0,3(1)	0,42	17,0	80	65
9,8	0,12(2)	0,40	18,0	80	69
10,0	1,9	0,72	19,0	82	71
10,5	2,7	2,6	20,0	90	72
12,0	18	17	21,0	95	73
12,5	18	21	22,0	96	74
13,5	36	25	23,0	94	74
14,5	42	39	24,0	98	74
15,0	53	58	25,0	98	74
16,0	71	60			

Как видно наблюдается хорошее согласие экспериментальных и расчетных данных.

Результаты этой работы опубликованы в [2].

1. A.J. Koning, S. Hilaire, and M.C. Duijvestijn, *Proc. of the Int. Conf. on Nuclear Data for Science and Technology* **769**, 1154 (2005).
2. И.Н. Вишнеvский, О.И. Давидовская, В.А. Желтоножский и др., *Ядерна фізика та енергетика* **10**, № 4, 352 2009.

ИССЛЕДОВАНИЕ ФОТОДЕЛЕНИЯ  $^{235}\text{U}$  И  $^{239}\text{Pu}$ 

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

Институт ядерных исследований НАН Украины

Измерение средних угловых моментов осколков деления представляет большой научный интерес, так как до сих пор отсутствует ясное понимание одновременного существования двух каналов деления: асимметричного и симметричного.

Целью данной работы было исследование изомерных отношений, для осколков деления из которых извлекаются величины средних угловых моментов при таких энергиях  $\gamma$ -квантов, когда отсутствует канал ( $\gamma, pf$ ) на нечетных ядрах урана и плутония.

Для измерений использовались мишени из урана и плутония, обогащенные изотопами  $^{235}\text{U}$  - 90 % ( $^{238}\text{U}$  - 10 %) и  $^{239}\text{Pu}$  - 95,5 % ( $^{240}\text{Pu}$  - 4,5%) массой 514 и 400 мг соответственно. Облучение мишени с  $^{235}\text{U}$  проводилось  $\gamma$ -квантами тормозного спектра электронов микротрона М-30 с энергией 9,6 МэВ, а мишени с  $^{239}\text{Pu}$  - тормозными  $\gamma$ -квантами от электронов с энергией 9,8 МэВ. Выбор энергии был обусловлен оптимальным

соотношением сечений деления  $^{235,238}\text{U}$ , а также исключением ( $\gamma, pf$ )-канала, который открывается при  $E^{\text{TP}} > 11$  МэВ и ( $\gamma, n$ )-реакции на материалах контейнеров, в которых находились изотопы. Облучение проводилось в течение 5 - 10 мин и через 15 - 20 с начинались измерения на Ge-спектрометрах. Через каждые 60 с спектры записывались в течение всего времени измерения (как правило, время измерения составляло 5 - 6 ч).

Экспериментальные значения изомерных отношений выходов вычислялись с учетом вклада от  $\beta$ -распада изобарных ядер в выходы исследуемых изомерных пар. Детальное описание таких расчетов можно найти в [1].

Полученные данные об изомерных отношениях выходов и средних угловых моментах осколков деления  $^{235}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$  в ( $\gamma, f$ )-реакции при энергиях  $\gamma$ -квантов ниже порога ( $\gamma, pf$ )-реакции приведены в таблице.

Изомерные отношения и средние угловые моменты осколков деления

Изомерная пара	Фотоделение урана		Фотоделение плутония	
	$Y_m/Y_g$	$\bar{J}$	$Y_m/Y_g$	$\bar{J}$
$^{90m,g}\text{Rb}$	0,53(8)	2,5(5)	1,5(2)	3,5(5)
$^{129m,g}\text{Sb}$	0,11(1)	12(1)	0,6(1)	14(1)
$^{130m,g}\text{Sb}$	0,33(3)	6,6(5)	0,73(6)	6,3(5)
$^{131m,g}\text{Te}$	-	-	0,44(5)	4,2(5)
$^{132m,g}\text{Sb}$	0,58(6)	7,3(5)	4,5(15)	~9,6
$^{133m,g}\text{Te}$	2,3(3)	6,4(5)	2,6(3)	6,0(5)
$^{134m,g}\text{I}$	0,49(5)	6,8(5)	0,96(10)	7,6(5)
$^{135m,g}\text{Xe}$	0,142(14)	2,6(4)	0,42(4)	3,7(4)
$^{136m,g}\text{I}$	3,0(15)	8(2)	3,9(23)	8(2)

Наблюдаются оболочечные эффекты в осколках деления, а также нечетные и четно-четные эффекты в делящихся системах.

Для объяснения всех этих эффектов необходимо увеличивать вклад симметричного канала деления или рассмотреть возможность значительного увеличения доли предделительных нейтронов.

Результаты этой работы будут опубликованы в [2].

1. И.Н. Вишнеvский, В.А. Желтоножский, О. И. Давидовская и др., Изв. РАН. Сер. физ. **73**, № 6, 782 (2009).
2. И.Н. Вишнеvский, О.И. Давидовская, В.А. Желтоножский и А.Н. Саврасов, Изв. РАН. Сер. физ. (в печати).

THE NEW DATA ON THE ENERGY OF  $3/2^- \rightarrow 7/2^-$  268 keV TRANSITION FROM THE  $^{191}\text{Pt}$  DECAY

A. P. Lashko, T. N. Lashko

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

Our long-standing researches allowed high-precision determination of the energies of 9 levels of the  $^{191}\text{Ir}$  and the energies of 36  $\gamma$ -quanta accompanying the decay of  $^{191}\text{Pt}$ . Until recently, energies of  $7/2^-$  level (390 keV) and  $11/2^-$  level (171 keV) can not be determined with such an accuracy. We failed to measure energies of any transitions that might relate these levels with others. To this end, either the energy of the very weak ( $6.4 \cdot 10^{-5}\%$ ) 41 keV  $\gamma$ -transition or the energies of the 268.0 + 268.8 keV doublet should be measured. This problem was finally resolved in the present paper.

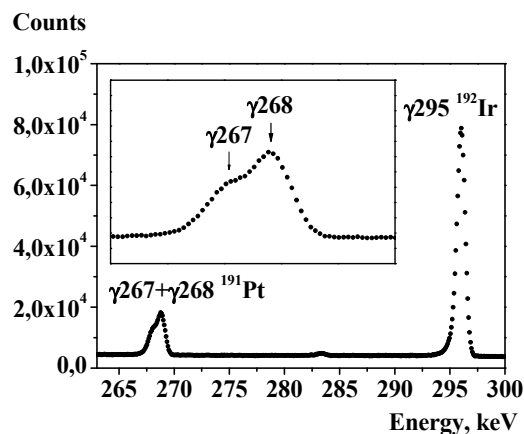
The energy difference for  $\gamma_{267}$  and  $\gamma_{295}$  lines was measured with  $\gamma$ -spectrometer, which comprises two horizontal detectors made from high-purity germanium (coaxial GEM-40195 with 1.73 keV resolution for  $\gamma_{1332}$ -line of  $^{60}\text{Co}$  and planar GLP-36360/13 with 580 eV resolution for  $\gamma_{122}$ -line of  $^{57}\text{Co}$ ) and multichannel ORTEC buffer 919 SPECTRUM MASTER. The  $\gamma_{267}$  keV transition is excited in the  $^{191}\text{Pt}$  decay, while another transition, the energy of which is known up to a high precision, accompanies the  $^{192}\text{Ir}$  decay.

To prepare a mixed radioactive source of required composition, the  $^{191}\text{Pt}$  was obtained in  $(n, \gamma)$  reaction under irradiation of enriched platinum ( $^{190}\text{Pt}$  isotope content is 0.8 %) with research reactor WWR-M. The  $^{192}\text{Ir}$  ( $T_{1/2} = 74$  days) was also produced in  $(n, \gamma)$  reaction under irradiation of enriched iridium ( $^{191}\text{Ir}$  isotope content is 94 %) by slow neutrons.

The functional dependence of the energy calibration of the  $\gamma$ -spectrometer was investigated in detail. It was established that the deviation from linearity does not exceed  $3 \cdot 10^{-5}$  for the energy range from 84 to 604 keV. To minimize possible systematic errors, we performed a series of measurements using sources with different ratios of specific activities of  $^{191}\text{Pt}$  and  $^{192}\text{Ir}$ , at different gains and channel widths of an amplitude digital converter (4096 and 8192 quantization levels of the input signal). 18 series of measurements were performed in all.

The experiment was a considerable challenge due to the fact that the  $\gamma_{267}$  line is not completely resolved in the spectrum with the  $\gamma_{268}$  line (see Figure). Special care must be used to control an accuracy of component decomposition of the  $\gamma_{267} + \gamma_{268}$  doublet. Intensities of these two  $\gamma$ -lines are known to within 5 %. Control over the change in

component intensities still did not ensure correctness of determination of  $\gamma$ -line energies with an accuracy of several electron-volts. We made use of the fact that the  $\gamma_{268}$  energy was previously determined with a precision of 1.7 eV as the energy difference of the  $5/2^+$  351 keV and  $1/2^+$  82 keV levels, between which this transition occurs [1]. Simultaneously with the component decomposition of the doublet the energy difference for  $\gamma_{267}$ ,  $\gamma_{268}$  keV lines of  $^{191}\text{Pt}$  and  $\gamma_{295}$  keV line of  $^{192}\text{Ir}$  was determined. Requirement for the deviation of the  $\gamma_{268}$  energy from measured value not to exceed  $3 \sigma$  served as a criterion of accuracy of  $\gamma$ -spectrum fitting procedure.



Part of the  $\gamma$ -spectrum in the energy region 260...300 keV from the decay of  $^{191}\text{Pt}$ , measured with the HPGe-detector GLP-36360/13

First, the energy difference for  $\gamma_{267}$  line of  $^{191}\text{Pt}$  and  $\gamma_{295}$  line of  $^{192}\text{Ir}$  were determined as a weighted mean from the results of all measurements and then the transition energies were found. The measurement results are in good agreement with each other. Taking into account that the energy of the recoil nucleus for  $\gamma_{267}$  of  $^{191}\text{Pt}$  is 0.20 eV, we obtained the value  $(267952.8 \pm 1.8)$  eV for the transition energy.

A measured energy value of the  $3/2^- \rightarrow 7/2^-$  transitions, along with the data from our previous work, allowed us to perform a high-precision calculation of energy levels in  $^{191}\text{Ir}$  and energies of  $\gamma$ -rays deexciting these levels.

This work was published in Problems of atomic science and technology **3 (51)**, 33 (2009).

1. A.P. Lashko and T.N. Lashko. *Izv. Rus. Akad. Nauk. Ser. Fiz.* **71**, 765 (2007) (in Russian).

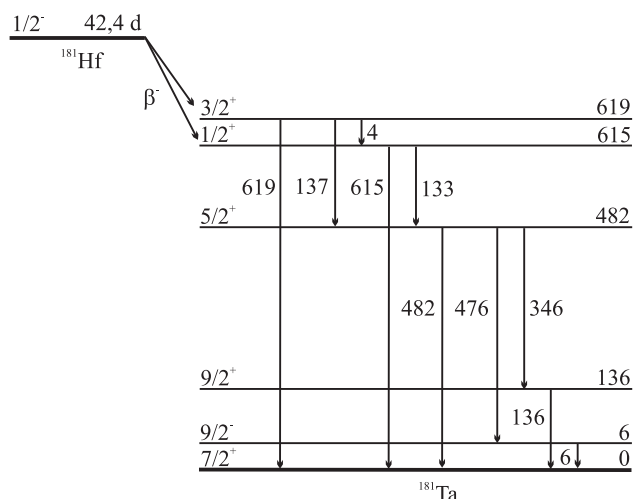


THE GAMMA-RAYS FROM THE <sup>181</sup>Hf DECAY

A. P. Lashko, T. N. Lashko

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

Beta-decay of the <sup>181</sup>Hf (T<sub>1/2</sub> = 42.4 days) into the levels of <sup>181</sup>Ta is well understood. The decay scheme (see Figure) has been established, the intensities of γ-rays have been determined to a high accuracy, while the transition energies have been measured up to several tens of electron-volts at best.



The decay scheme of <sup>181</sup>Hf.

Our long-standing researches allowed the high-precision determination of the energies of two γ-quanta and the energy difference for three pairs of γ-transitions accompanying the decay of <sup>181</sup>Hf. In the present paper, the energies of additional three γ-rays have been measured, which enables the energies of γ-rays and the energies of all the <sup>181</sup>Ta levels populated in the <sup>181</sup>Hf decay to be measured accurate to several electron-volts.

The energy differences for three pairs of γ-lines (γ<sub>346</sub>-γ<sub>316</sub>, γ<sub>615</sub>-γ<sub>612</sub> and γ<sub>619</sub>-γ<sub>612</sub>) were measured with the gamma-spectrometer, which comprises two horizontal detectors made from high-purity germanium (coaxial GEM-40195 with 1.73 keV resolution for γ<sub>1332</sub>-line of <sup>60</sup>Co and planar GLP-36360/13 with 580 eV resolution for γ<sub>122</sub>-line of <sup>57</sup>Co) and multichannel ORTEC buffer 919 SPECTRUM MASTER. The first γ-transition from each pair is excited in the <sup>181</sup>Hf decay, while another transition, the energy of which is known up to a high precision, accompanies the <sup>192</sup>Ir decay.

To prepare a mixed radioactive source of the required composition, the <sup>181</sup>Hf was obtained in the (n, γ) reaction under irradiation of the enriched hafnium (<sup>180</sup>Hf isotope content is 96.2 %) with the research reactor WWR-M. The <sup>192</sup>Ir (T<sub>1/2</sub> = 74 days) was also produced in the (n, γ) reaction under irra-

diation of the enriched iridium (<sup>191</sup>Ir isotope content is 94 %) by slow neutrons.

To minimize possible systematic errors, we performed a series of measurements using sources with different ratios of specific activities of <sup>181</sup>Hf and <sup>192</sup>Ir, at different gains and channel widths of an amplitude digital converter (4096 and 8192 quantization levels of the input signal). In all, we performed 27 series of measurements of the γ<sub>346</sub>-γ<sub>316</sub> energy difference, 17 series of measurements of the γ<sub>615</sub>-γ<sub>612</sub> energy difference and 12 series of measurements of the γ<sub>619</sub>-γ<sub>612</sub> energy difference.

First, the differences between the γ-line energies were determined as a weighted mean from the results of all measurements and then the transition energies were found. The measurement results are in a good agreement with each other.

Using the data on the transition energies and the Ritz rule for cascade transitions (E<sub>1</sub> + E<sub>2</sub> = E<sub>3</sub>, where E<sub>3</sub> is the energy of the closing direct transition between the boundary levels), we formulated the set of linear approximate equations of different weights to calculate the level energies.

After determination of the energies of nuclear excited states, it was quite easy to calculate the γ-transition energies between these states. The results of the calculations are shown in Table.

Energies of the <sup>181</sup>Ta levels and γ-ray photons excited in <sup>181</sup>Hf decay

Level energies, eV	γ-ray energies, eV
6222.0(15)	6222.0(15)
136248.7(14)	136248.6(14)
482188.0(11)	345938.9(18)
	475965.3(19)
	482187.3(11)
615244.5(13)	133056.4(17)
	615243.4(13)
619038.3(11)	3793.8(17)
	136850.1(16)
	619037.2(11)

We determined the energies of 5 levels of <sup>181</sup>Ta and the energies of 10 γ-quanta accompanying decay of <sup>181</sup>Hf with an accuracy exceeding the known values by an order of magnitude.

This work was published in Ukr. J. Phys. **54**, 678 (2009).

ВИЗНАЧЕННЯ ЕНЕРГІЇ ДЕЯКИХ ГАММА-ПЕРЕХОДІВ У  $^{99}\text{Tc}$ 

А. П. Лашко, Т. М. Лашко

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

Переважає більшість  $\gamma$ -квантів, що збуджуються при розпаді  $^{99}\text{Mo}$  ( $T_{1/2} = 65,9$  год,  $I^{\pi} = 1/2^{+}$ ), мають інтенсивності в діапазоні  $(0,1 \div 0,01)\%$  на розпад. Визначити з високою точністю положення цих ліній у  $\gamma$ -спектрі практично неможливо, оскільки статистична складова похибки буде надто високою. Єдиною можливістю отримати прецизійні дані про їхні енергії є застосування методу опорних переходів. Як опорні можна використати інтенсивні лінії  $\gamma_{40}$ ,  $\gamma_{140}$ ,  $\gamma_{181}$   $\gamma_{367}$ ,  $\gamma_{739}$ ,  $\gamma_{778}$ ,  $\gamma_{822}$  та  $\gamma_{960}$  кеВ.

Енергії перших шести були поміряні на кристал-дифракційному спектрометрі Гардульські та Віденбеком з похибкою  $(3 \div 9) \cdot 10^{-5}$ . Пізніше Хелмером та ін. на напівпровідниковому  $\gamma$ -спектрометрі була уточнена енергія переходу  $E_{\gamma}(140) = (140,511 \pm 0,001)$  кеВ. З високою точністю відома також енергія конверсійного переходу з ізомерного стану  $1/2^{-}$ , 142 кеВ на перший збуджений рівень  $7/2^{+}$ , 140 кеВ  $^{99}\text{Tc}$  [1].

Метою наших досліджень було уточнення енергії переходів  $\gamma_{739}$ ,  $\gamma_{778}$ ,  $\gamma_{822}$  та  $\gamma_{960}$  кеВ, корекція на основі нових експериментальних даних енергії рівнів  $^{99}\text{Tc}$  та розряджених їх  $\gamma$ -квантів.

Джерела випромінювання  $^{99}\text{Mo}$  були отримані в реакції  $(n, \gamma)$  на дослідницькому реакторі ІЯД НАН України. Використовували молібденові мішені з природним вмістом ізотопів. При нашому режимі опромінення  $(n, \gamma)$ -реакції на  $^{92}\text{Mo}$  та  $^{100}\text{Mo}$  не призводять до напрацювання скільки-небудь значимих сторонніх активностей.

В якості джерела випромінювання реперних  $\gamma$ -квантів найбільш зручним для цих цілей виявився  $^{124}\text{Sb}$  ( $T_{1/2} = 60,2$  діб), що має значну кількість  $\gamma$ -ліній у високоенергетичній частині спектра.  $^{124}\text{Sb}$  був напрацьований у реакції  $(n, \gamma)$  при опроміненні тепловими нейтронами сурми, збагаченої ізотопом  $^{123}\text{Sb}$ . Були приготовлені кілька різних джерел випромінювання із суміші двох ізотопів ( $^{99}\text{Mo} + ^{124}\text{Sb}$ ) з різними співвідношеннями активностей цих радіонуклідів.

Вимірювання проводили на  $\gamma$ -спектрометрі, який складався з двох горизонтальних коаксіальних детекторів з надчистого германію (GEM-40195 та GMX-30190 з роздільною здатністю 1,73 і 1,89 кеВ на лінії  $\gamma_{1332}$   $^{60}\text{Co}$  відповідно) та багатоканального буфера 919 SPECTRUM MASTER фірми ORTEC. Були поміряні різниці енергії між чотирма парами  $\gamma$ -променів:  $\gamma_{739} - \gamma_{722}$ ,  $\gamma_{790} - \gamma_{778}$ ,  $\gamma_{822} - \gamma_{790}$

та  $\gamma_{968} - \gamma_{960}$ . Один  $\gamma$ -перехід із кожної пари збуджується при розпаді  $^{99}\text{Mo}$ , а другий, енергія якого відома з високою точністю, супроводжує розпад  $^{124}\text{Sb}$ .

Щоб звести до мінімуму можливі систематичні похибки, вимірювання проводили серіями на джерелах випромінювання з різними співвідношеннями питомих активностей  $^{99}\text{Mo}$  і  $^{124}\text{Sb}$ , при різних коефіцієнтах підсилення та різних ширинах каналу амплітудно-цифрового перетворювача (4096 і 8192 рівня квантування вхідного сигналу). Усього було виконано сім серій вимірювань.

Отримані дані про енергії опорних переходів та значення енергії рівнів  $1/2^{-}$  142 кеВ і  $5/2^{+}$  181 кеВ із [1] були використані нами для розрахунку енергії збуджених станів  $1/2^{-}$  920 кеВ,  $3/2^{-}$  1004 кеВ та  $3/2^{+}$  1141 кеВ  $^{99}\text{Tc}$ . Слід зазначити, що енергія ядра віддачі становить від 5 до 3 еВ для переходів  $\gamma_{739}$  та  $\gamma_{960}$  кеВ відповідно, тому її врахування в даному випадку є обов'язковим.

Визначивши енергії рівнів ядра, було нескладно розрахувати й енергії  $\gamma$ -переходів між ними. Результати розрахунків представлено в таблиці.

Уточнені значення енергії рівнів  $^{99}\text{Tc}$  і  $\gamma$ -променів, які збуджуються в розпаді  $^{99}\text{Mo}$

Енергії рівнів, еВ	Енергії $\gamma$ -променів, еВ
$920586 \pm 4$	$411479 \pm 12$
	$739489 \pm 4$
	$777900 \pm 8$
$1004050 \pm 10$	$822953 \pm 10$
$1141875 \pm 8$	$1001339 \pm 8$
	$960776 \pm 8$

Отримані значення енергії рівнів  $^{99}\text{Tc}$  та  $\gamma$ -променів, які збуджуються при розпаді  $^{99}\text{Mo}$ , добре узгоджуються з даними інших експериментальних робіт і перевершують їх по точності. Відзначимо також, що енергії трьох інтенсивних  $\gamma$ -переходів визначено нами з похибкою не гіршою за  $10^{-5}$ . Така точність відповідає вимогам щодо ліній, які можуть бути використані як енергетичні стандарти для ядерної спектроскопії.

Ця робота опублікована в журналі "Ядерна фізика та енергетика" **10**, № 3, 269 (2009).

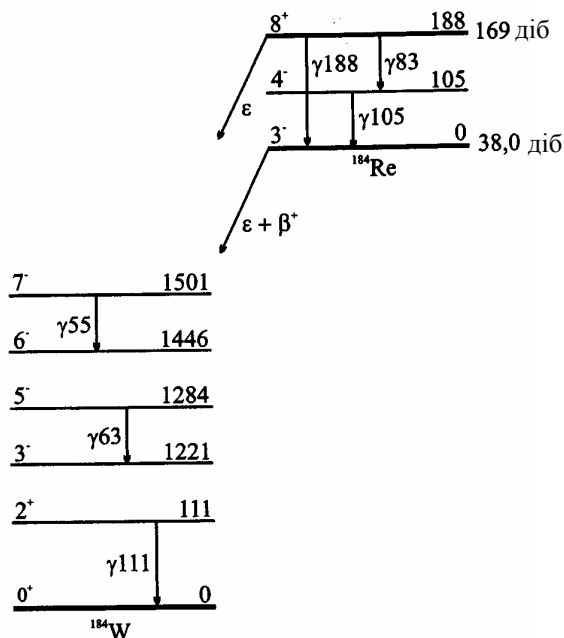
1. J.K. Tuli, G. Reed, and B. Singh Nucl. Data Sheets **93**, 1 (2001).

ДОСЛІДЖЕННЯ РОЗПАДУ  $^{184m}\text{gRe}$

А. П. Лашко, Т. М. Лашко

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

У роботі [1] на магнітному  $\beta$ -спектрометрі високої роздільної здатності нами були поміряні окремі ділянки спектра електронів внутрішньої конверсії з розпаду  $^{183}\text{Re}$  та  $^{184m}\text{gRe}$ . При цьому ділянки вибирали такими чином, щоб одна з ліній належала розпаду  $^{183}\text{Re}$ , в якому енергії  $\gamma$ -квантів відомі з високою точністю, а друга – розпаду  $^{184m}\text{gRe}$ , для якого подібних вимірювань не проводили. Енергії переходів, що належать до розпаду  $^{183}\text{Re}$ , були поміряні з високою точністю на кристал-дифракційному спектрометрі в розпаді  $^{183}\text{Ta}$  [2]. Фрагмент схеми розпаду  $^{184m}\text{gRe}$  наведено на рисунку.



Фрагмент схеми розпаду  $^{184m}\text{gRe}$ .

Джерела випромінювання  $^{183,184m,184g}\text{Re}$  були отримані на циклотроні шляхом опромінення дейтронами з енергією 13,6 MeV вольфрамової фольги з природним вмістом ізотопів у реакціях (d, n) та (d, 2n). Після опромінення ренієву фракцію виділяли радіохімічним методом і наносили електролізом на платинову основу розмірами  $0,4 \times 20 \text{ мм}^2$ .

Оскільки енергії зв'язку електронів в атомі відомі з невеликими похибками ( $0,3 \div 0,4$ ) eV, то з різниці енергій конверсійних ліній можна визначити точне значення різниці енергій відповідних  $\gamma$ -квантів, а потім і їхнє абсолютне значення.

У 70-х роках минулого століття точність порівняння довжин хвиль за допомогою  $\gamma$ -спектро-

метрів із вигнутими кристалами досягла рівня  $10^{-6}$ . Але для того, щоб визначити з такою ж точністю абсолютні значення довжин хвиль, потрібно було мати нормаль, для якої довжина хвилі відома з кращою точністю і яка була б зручна для порівнянь. Такою нормаллю була визнана  $\gamma 412 \text{ }^{198}\text{Hg}$ . Проте ця  $\gamma$ -лінія мала два недоліки. По-перше, точність, з якою була відома її довжина хвилі та енергія, була нижчою за потрібну. По-друге, у правильності рекомендованого значення були сумніви. Саме тому ряд авторів вирішили прийняти для енергії  $\gamma 412 \text{ }^{198}\text{Hg}$  умовне значення без похибки. У майбутньому, коли енергія  $\gamma 412 \text{ }^{198}\text{Hg}$  буде поміряна з високою точністю, усі результати можна буде уточнити.

Саме такі «золоті одиниці» і були використані Борхертом у своїй роботі [2], який приймав  $E(\gamma 412 \text{ }^{198}\text{Hg}) = (411794 \pm 0) \text{ eV}$ . На сьогодні уточнена енергія цієї лінії становить  $E(\gamma 412 \text{ }^{198}\text{Hg}) = (411802,05 \pm 0,17) \text{ eV}$ . Поправка для абсолютних значень енергій  $\gamma$ -квантів становить 20 ppm (parts per million), тоді як точність визначення відносних довжин хвиль на порядок вище ( $1 \div 3$ ) ppm. Оці перераховані значення енергій  $\gamma$ -квантів із розпаду  $^{183}\text{Ta}$  й були використані нами як репери для визначення енергій  $\gamma$ -переходів із розпаду  $^{184m}\text{gRe}$ .

Результати розрахунків наведено в таблиці.

Енергії  $\gamma$ -променів із розпаду  $^{184m}\text{gRe}$

Енергія, eV	Енергія, eV
$55278,8 \pm 0,8$	$83306,2 \pm 0,9$
$63688,9 \pm 1,4$	$104739,0 \pm 1,4$
$111216,8 \pm 0,5$	$188045,2 \pm 1,7$

Слід відзначити, що наші результати в кілька разів точніші відомих дотепер значень.

Ця робота опублікована в журналі “Ядерна фізика та енергетика” **10**, № 2, 152 (2009).

1. В.В. Булгаков *и др.*, *Вопросы точности ядерной спектроскопии* (Вильнюс: Ин-т физики АН Лит. ССР), 15 (1988).
2. G.L. Borchert, W. Scheck, and Q.W.B. Schult. *Nucl. Instr. Meth.* **124**, 107 (1975).

**ВИЗНАЧЕННЯ МАГНІТНОГО МОМЕНТУ РІВНЯ  $9/2^+$   $136$  кеВ У  $^{181}\text{Ta}$  ЗА НАДТОНКИМ ЗСУВОМ ЛІНІЙ ЕЛЕКТРОНІВ ВНУТРІШНЬОЇ КОНВЕРСІЇ**

**А. П. Лашко, Т. М. Лашко**

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

Незважаючи на те, що ядро  $^{181}\text{Ta}$  є одним із найбільш повно вивчених нуклідів, експериментальні дані про магнітний дипольний момент першого збудженого рівня ротаційної смуги основного стану відрізняються між собою більш ніж у два рази. Усі вони отримані методом збуреної кутової кореляції. Саме тому було цікаво використати для оцінки магнітного моменту принципово іншу методику, яка базується на вимірах надтонкого зсуву ліній електронів внутрішньої конверсії.

Рівень  $9/2^+$   $136$  кеВ заселяється при  $\beta$ -розпаді  $^{181}\text{Hf}$  E2-переходом з енергією  $346$  кеВ. Згідно з розробленою нами методикою потрібно:

підібрати близький по енергії  $\gamma$ -перехід, який іде на рівень з відомим магнітним моментом;

поміряти різницю енергій K-ліній ( $\Delta E_K$ ) цих двох переходів;

поміряти різницю енергій для L-ліній ( $\Delta E_L$ ) або  $\gamma$ -променів ( $\Delta E_\gamma$ );

за величиною ( $\Delta E_K - \Delta E_L$ ) або ( $\Delta E_K - \Delta E_\gamma$ ) визначити сумарну величину надтонкого зсуву цих двох конверсійних ліній;

розрахувати величину надтонкого зсуву конверсійної лінії  $\delta E(K346)$ ;

за отриманим значенням  $\delta E(K346)$  розрахувати величину магнітного дипольного моменту рівня  $9/2^+$   $136$  кеВ.

Усім вимогам відповідає внутрішньосмуговий  $\gamma$ -перехід з енергією  $343$  кеВ з першого збудженого рівня ротаційної смуги основного стану

$^{175}\text{Lu}$ . Він індукується при розпаді  $^{175}\text{Hf}$ , майже чистий M1-перехід, магнітний момент  $^{175}\text{Lu}$  відомий з високою точністю.

Джерело випромінювання із суміші  $^{175}\text{Hf}$  ( $T_{1/2} = 70$  діб) та  $^{181}\text{Hf}$  ( $T_{1/2} = 42$  доби) було отримане в реакції  $(n, \gamma)$  при опроміненні на реакторі гафнієвих мішеней з природним вмістом ізотопів.

Вимірювання спектрів електронів внутрішньої конверсії (ЕВК) виконано на магнітному  $\beta$ -спектрометрі типу  $\pi\sqrt{2}$  із залізним ярмом і радіусом рівноважної орбіти  $50$  см. Були поміряні різниці енергій K- та L-ліній електронів внутрішньої конверсії для переходів  $\gamma_{343}$  і  $\gamma_{346}$  кеВ в  $^{175}\text{Lu}$  та  $^{181}\text{Ta}$ . Усього було виконано чотири серії вимірювань спектрів ЕВК на K-оболонці  $^{175}\text{Lu}$  та  $^{181}\text{Ta}$ , а також чотири серії вимірювань спектрів ЕВК на L-підоболонках.

Різницю енергій  $\gamma$ -променів поміряли за допомогою HPGe-детектора об'ємом  $5 \text{ см}^3$  і роздільною здатністю  $0,9$  кеВ на  $\gamma_{344}$   $^{152}\text{Eu}$ . Детально досліджено функціональну залежність калібровки  $\gamma$ -спектрометра по енергії. Установлено, що відхилення від лінійності не перевищує  $5 \cdot 10^{-6}$  для області  $(122 \div 344)$  кеВ. Щоб звести до мінімуму можливі систематичні похибки, вимірювання проводили серіями при різних коефіцієнтах підсилення. Усього було виконано три серії вимірювань. Отримані значення різниці енергій  $\gamma_{343}$  і  $\gamma_{346}$  кеВ добре узгоджуються між собою.

Результати вимірювань конверсійних та  $\gamma$ -спектрів наведено в таблиці.

**Різниці енергій K- і L- ліній ЕВК та  $\gamma$ -ліній переходів  $343$  і  $346$  кеВ в  $^{175}\text{Lu}$  та  $^{181}\text{Ta}$**

Дублет	$\Delta E$ , еВ	Дублет	$\Delta E$ , еВ
K343 - K346	$1573.3 \pm 0.5$	L <sub>2</sub> 343 - L <sub>3</sub> 346	$3005.2 \pm 3.2$
L <sub>1</sub> 343 - L <sub>3</sub> 346	$3520.1 \pm 1.1$	$\gamma_{346} - \gamma_{343}$	$2530.1 \pm 1.5$

Використавши експериментальні значення енергій зв'язку електронів на відповідних підоболонках лютецію й танталу, а також величину магнітного моменту основного стану  $^{175}\text{Lu}$ , ми розрахували надтонкий зсув K-лінії  $\gamma$ -переходу  $346$  кеВ  $\delta E(K346) = -(0,5 \pm 1,1)$  еВ, а потім і магнітний момент першого збудженого рівня ротаційної смуги основного стану  $^{181}\text{Ta}$   $9/2^+$   $136$  кеВ:  $\mu(9/2^+ ^{181}\text{Ta}) = (1,9 \pm 4,2)$  я. м.

Отриманий результат якісно узгоджується з даними інших авторів, але величина експеримен-

тальної похибки залишає бажати кращого. І все ж навіть такої точності часто буває достатньо, щоб зробити висновок про тип конфігурації ядерного стану – квазінейтронний чи квазіпротонний. Крім того, ця методика дає змогу визначити магнітні моменти збуджених станів ядер незалежно від тривалості їхнього життя, що є її незаперечною перевагою.

Ця робота опублікована в Українському фізичному журналі **54**, 337 (2009).

**CORRELATION PROPERTIES OF ELECTRONS OF "SHAKE-OFF" AT  $\beta$ -DECAY**

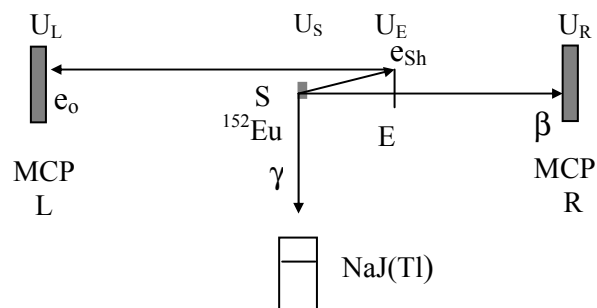
**N. F. Mitrokhovich**

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

The effects of "shake-off" at  $\beta$ -decay on probability are comparable to probability of a basic process, and electrons of "shake-off" hardly correlated with  $\beta$ -particles, being released together with them in the same hemisphere [1]. This circumstance, relevant in concrete measurements low-energy electrons and with of  $\beta$ -particles (for example in measurements ICC [2]) has also more common aspect for analysis of correlation motion of particles in general.

The relation of correlation emission of an electron "shake-off" along a direction of emitting of a  $\beta$ -particle from energy of an electron of "shake-off" was measured. The measurements were accomplished on the installation of coincidences of  $\gamma$ -quanta and  $\beta$ -particles with electrons, including  $e_0$ -electrons of the secondary electron emission ( $\gamma e_0$ - and  $\gamma \beta e_0$ -coincidences). The source  $^{152}\text{Eu}$  was used and the  $\beta$ -spectrum was selected on  $\gamma 344$  keV.

The geometry of measurements is adduced in Figure.



MCP – detectors (L and R) of "shake-off" electrons ( $e_{sh}$ ) and  $e_0$ -electrons of secondary electron emission, S – radioactive source  $^{152}\text{Eu}$   $25 \mu\text{g} \cdot \text{cm}^{-2}$ , E – Al  $10 \mu$ , NaJ(Tl) – scintillation detectors.  $U_E = 0$  V,  $U_S > U_L$ ,  $U_R = 0$  V.

The experimentally registered  $Y$ -output of  $e_0$ -electrons on a decay event from radiation of "shake-off" in narrow solid angle, without allocation of the direction of  $\beta$ -particle ( $\Omega = 4\pi$ ,  $Y^{\Omega=4\pi} = N(\gamma_{344}e_0)/N(\gamma_{344})$ ,  $\gamma_{344}e_0$ -coincidences) and with allocation of the direction of emitting of  $\beta$ -particle

( $\Omega = 0$ ,  $Y^{W=0} = N(\gamma_{344}\beta e_0)/N(\gamma_{344}\beta)$ ,  $\gamma_{344}\beta e_0$ -coincidences) was determined. Entered value correlation  $Y$  of the directions of emitting of electron of "shake-off" on the direction of emitting of  $\beta$ -particle was determined as  $Y = Y^{W=0}/Y^{W=4\pi}$ . The measurements  $Y$  are executed for an integral spectrum of electrons of "shake-off" at a voltage variation  $U_s$  on a source.

The results, quoted in the Table, demonstrate that the motion of electron "shake-off" and  $\beta$ -particle in a direction forward ( $\Omega = 0$ ) with ascending of energy of an electron of "shake-off" increases. In range 200 - 2000 eV  $Y$  increases approximately in 3 times, that qualitatively follows to relation  $Y \sim (eUs)^{1/2}$  from energy of an electron of "shake-off", i.e. is proportional to its momentum.

$U_s, \text{V}$	$Y^{\Omega=0}$	$Y^{\Omega=4\pi}$	$Y$
100	0.0120(9)	0.00134(11)	8.9(9)
150	0.0098(11)	0.00131(11)	7.5(10)
200	0.0089(11)	0.00112(10)	7.9(12)
250	0.0079(9)	0.00098(10)	8.1(12)
300	0.0072(9)	0.00091(10)	7.9(13)
350	0.0100(9)	0.00066(10)	15.2(27)
400	0.0075(9)	0.00065(10)	11.5(22)
500	0.0069(8)	0.00057(10)	12.1(25)
700	0.0071(7)	0.00056(10)	12.7(26)
1000	0.0073(8)	0.00063(10)	11.6(22)
1700	0.0073(9)	0.00038(9)	19(5)
2000	0.0072(8)	0.00029(9)	25(8)

Such results on a correlation of directions emitting of an "shake-off" electron and  $\beta$ -particle and the obtained relation for it from energy of "shake-off" electron gives the definite characteristic of interaction, responsible for correlation motion of "shake-off" electron and particle in the pulse space.

1. N.F. Mitrokhovich, *Proc. of Int. Conf. "Current Problems in Nuclear Physics and Atomic Energy"* (NPAE-Kyiv2006) P. 1 (Kyiv, 2007), p. 412.
2. N.F. Mitrokhovich, *Scientific Papers of the Institute for Nuclear Research* **2(8)**, 70(2002).

## ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ СПЕКТР ЭЛЕКТРОНОВ, ВОЗНИКАЮЩИЙ ИЗ-ЗА ИОНИЗАЦИИ АТОМОВ ПРИ ПРОХОЖДЕНИИ $\alpha$ -ЧАСТИЦ ЧЕРЕЗ ВЕЩЕСТВО

Л. П. Сидоренко<sup>1</sup>, В. Т. Купряшкин<sup>1</sup>, А. И. Феоктистов<sup>1</sup>, Е. П. Ровенских<sup>2</sup>

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

<sup>2</sup>Киевский национальный университет имени Тараса Шевченко, кафедра ядерной физики, Киев

Методом задержанных ( $\alpha e$ )-совпадений при подаче тормозящего напряжения в канале регистрации электронов проведено исследование энергетического спектра электронов, образующихся при ионизации их  $\alpha$ -частицами. В работе использовались источник  $\alpha$ -частиц  $^{238}\text{Pu}$  и мишени в виде пленок с напыленным алюминием толщиной 180 и 1760 мкг/см<sup>2</sup>. Измерялись спектры временных ( $\alpha e$ )-совпадений на пропускание и на отражение при различных значениях потенциала на задерживающей сетке. Схема опыта показана на рис. 1. Пики быстрых электронов в экспериментах на пропускание и отражение существенно отличаются друг от друга. В эксперименте на пропускание появление пика быстрых электронов  $e_f$  связано с электронами, возникающими при ионизации атома и электронами Оже, т.е.  $e_f = e_f^i + e_f^o$ , а в экспериментах на отражение только с электронами Оже, т.е.  $e_f = e_f^o$ . Результаты измерений представлены на рисунке, где средняя кривая (разность пиков на пропускание и отражение) показывает распределение быстрых электронов по энергии, возникающее в результате ионизации атомов при прохождении  $\alpha$ -частиц через вещество.

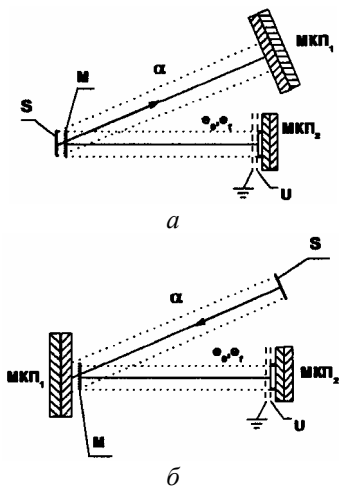


Рис. 1. Схема эксперимента в геометрии на пропускание (а) и на отражение (б).

Полученное распределение сравнивалось с теоретическим, следующим из расчетов описания их как переходов из связанного состояния атома в область непрерывного спектра при внезапном возмущении зарядом пролетающей  $\alpha$ -частицы (рис. 2). Наблюдается хорошее согласие с экспериментом.

Показано, что наблюдаемое распределение электронов ионизации по энергии, образующееся при прохождении  $\alpha$ -частиц через вещество, может быть рассмотрено как квантово-механический переход электронов из связанного состояния в непрерывный спектр в приближении внезапного возмущения электрона атома (эффект встряски).

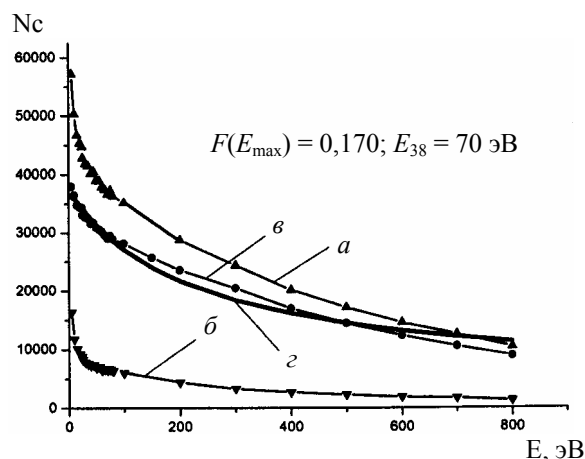


Рис. 2. Скорость счета ( $\alpha e$ )-совпадений в зависимости от задерживающего потенциала при разных геометрии эксперимента:  $a$  - в геометрии на пропускание;  $b$  - в геометрии на отражение;  $v$  - интегральный энергетический спектр электронов ионизации;  $z$  - интегральный спектр, рассчитанный по формуле

$$\int_{E=eU}^{E_{\max}} \frac{dN}{dE} dE = a[F(E_{\max}) - F(E = eU)].$$

**FINAL RESULTS OF THE ARMONIA EXPERIMENT:  
DOUBLE  $\beta$  DECAY OF  $^{100}\text{Mo}$  TO THE  $0^+_1$  EXCITED LEVEL 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. Kobychyev<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. Vyshnevsky<sup>2</sup>, S. S. Yurchenko<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>Dip. di Fisica, Universita di Roma "Tor Vergata" and INFN, Roma, Italy  
<sup>2</sup>Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv  
<sup>3</sup>Dip. di Fisica, Universita di Roma "La Sapienza" and INFN, Roma, Italy  
<sup>4</sup>INFN, Laboratori Nazionali del Gran Sasso, Assergi (Aq), Italy  
<sup>5</sup>Chemical Department, Kyiv Taras Shevchenko National University, Kyiv

Experimental searches for neutrinoless ( $0\nu$ ) double beta ( $2\beta$ ) decay of atomic nuclei, a process predicted by many extensions of the Standard Model, is one of priority tasks of modern physics. In absence of experimental data on  $2\beta 0\nu$ , observation of two neutrino ( $2\nu$ ) double  $\beta$  decays is important tool for tests of models used for calculations of nuclear matrix elements for  $2\beta$  processes [1].

For  $^{100}\text{Mo}$ ,  $2\beta 2\nu$  transition was observed not only to the ground state but also to excited  $0^+_1$  level of  $^{100}\text{Ru}$  ( $E_{\text{exc}} = 1130.5$  keV). Measured half lives are in the range of  $(5.5 - 9.3) \cdot 10^{20}$  y [2]; these results, however, are in some contradiction with experiment [3] where only limit  $T_{1/2} > 12 \cdot 10^{20}$  y was obtained at 90 % C.L.

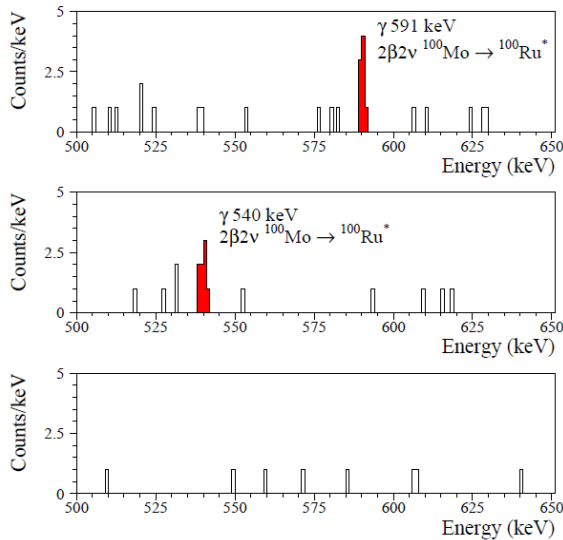


Fig. 1. Coincidence spectra accumulated with the  $^{100}\text{MoO}_3$  sample during 17249 h with the 4 HP Ge set-up, when energy of one detector is fixed as  $540 \pm 2$  keV (top),  $591 \pm 2$  keV (middle) and  $545 \pm 2$  keV (bottom). Top and middle parts give the expected signals, while bottom part presents background.

To confirm results [2] or to obtain more severe  $T_{1/2}$  limit, we measured sample of  $^{100}\text{MoO}_3$  with mass of 1199 g and 99.5 % enrichment in  $^{100}\text{Mo}$  in the Laboratori Nazionali del Gran Sasso of INFN (Italy) in underground conditions on the depth of

3600 m w.e. If  $0^+_1$  level of  $^{100}\text{Ru}$  is populated, two  $\gamma$  quanta with energies  $E_1 = 590.8$  keV and  $E_2 = 536.9$  keV will be emitted in cascade in the subsequent deexcitation process. These  $\gamma$ 's were searched for with a low-background set-up with 4 HP Ge detectors ( $\sim 225$  cm<sup>3</sup> each) mounted in one cryostat. Sample of  $^{100}\text{MoO}_3$  was measured during 17249 h. The expected cascade  $\gamma$  quanta were observed as in coincidence between any two HP Ge detectors (Fig. 1), as well in the sum spectrum (Fig. 2).

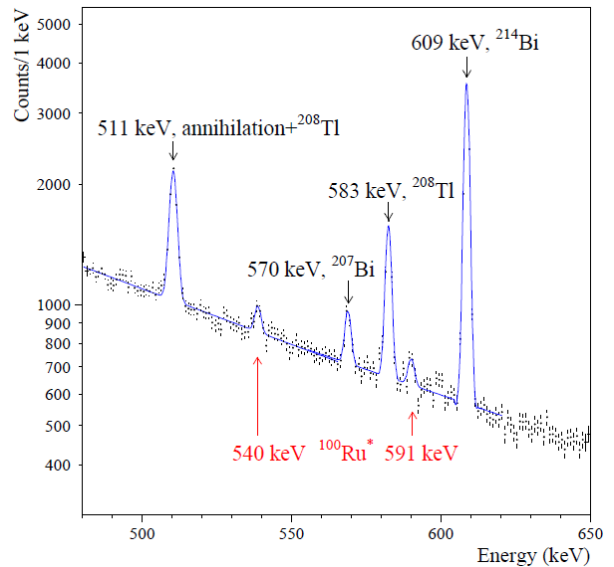


Fig. 2. Sum of spectra of 4 HP Ge detectors in the energy range of 480 – 650 keV.

The obtained half life of the  $^{100}\text{Mo} \rightarrow ^{100}\text{Ru}^*$  decay is  $T_{1/2}(2\nu) = (7.0^{+1.1}_{-0.8}) \times 10^{20}$  yr, in agreement with previous experiments [2] and not confirming negative result [3].

A paper on the results of the experiment is in preparation.

1. F.T. Avignone *et al.*, Rev. Mod. Phys. **80**, 481 (2008).
2. A.S. Barabash *et al.*, Phys. Lett. **B345**, 408 (1995); A.S. Barabash *et al.*, Phys. At. Nucl. **62**, 2039 (1999); R. Arnold *et al.*, Nucl. Phys. **A781**, 209 (2007); M. Kidd *et al.*, Nucl. Phys. **A821**, 251 (2009).
3. D. Blum *et al.*, Phys. Lett. **B275**, 506 (1992).



SEARCH FOR DOUBLE  $\beta$  DECAY PROCESSES IN  $^{96}\text{Ru}$  AND  $^{104}\text{Ru}$   
BY ULTRA-LOW BACKGROUND HPGe  $\gamma$  SPECTROMETRY

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>,  
M. Laubenstein<sup>3</sup>, O. G. Polischuk<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, Rome, Italy  
<sup>2</sup>Dipartimento di Fisica, Università di Roma "La Sapienza" and INFN, 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

$^{96}\text{Ru}$  is one of only six potentially  $2\beta^+$  active nuclei with the energy of double beta decay  $Q_{2\beta} = 2718 \pm 8$  keV. Among  $2\beta^+$  candidates, it is the only nuclide which has considerably high natural abundance:  $\delta = 5.54\%$ . For other  $2\beta^+$  nuclides the values of  $\delta$  are much lower: 1.25 % for  $^{106}\text{Cd}$ , and parts of percent for  $^{78}\text{Kr}$ ,  $^{124}\text{Xe}$ ,  $^{130}\text{Ba}$ ,  $^{136}\text{Ce}$ . It should be also noted that in the  $0\nu 2e$  process with capture of one electron from the  $K$  shell and a second one from one of the  $L$  shells, the energy release of  $2695 \pm 8$  keV is close to the energy of the excited level of  $^{96}\text{Mo}$  with  $E_{\text{exc}} = 2700$  keV. In a case of double electron capture from two  $L$  shells the energy release is  $2713 \pm 8$  keV which is equal, within errors, to the energy of the other excited level at 2713 keV. Such a coincidence could give a resonant enhancement of the neutrinoless  $KL$  and  $2L$  capture in result of energy degeneracy [1]. Notwithstanding favorable features for experimental investigations, only one search for  $2\beta^+$  and  $\epsilon\beta^+$  processes in  $^{96}\text{Ru}$  was performed in 1985. The determined limits on  $2\beta^+$  and  $\epsilon\beta^+$  decays to the ground state and excited levels of  $^{96}\text{Mo}$  were in the range of  $T_{1/2} = 10^{16} - 10^{17}$  yr [2].

A search for double  $\beta$  processes in  $^{96}\text{Ru}$  and  $^{104}\text{Ru}$  was realized in the underground Gran Sasso National Laboratories of the INFN (Italy) with the help of ultra-low background HPGe  $\gamma$  spectrometry. The spectrum with the sample of 473 g was accumulated over 158 h, while background data were taken over 1046 h. The spectra normalized on the time of measurements are presented in Fig. 1. New improved limits on double beta processes in  $^{96}\text{Ru}$  have been established on the level of  $10^{18} - 10^{19}$  yr. For the first time the double beta decay of  $^{104}\text{Ru}$  to the  $2^+$  excited level of  $^{104}\text{Pd}$  has been restricted as  $T_{1/2} > 3.5 \cdot 10^{19}$  yr. The peak expected for the  $\epsilon\beta^+$  transition of  $^{96}\text{Ru}$  to the excited  $2^+$  778 keV level of  $^{96}\text{Mo}$  with the half-life  $5.8 \cdot 10^{18}$  yr is shown in Fig. 2. The experiment is in progress.

This study was supported in part by the Project "Kosmomikrofizyka" (Astroparticle physics) of the National Academy of Sciences of Ukraine.

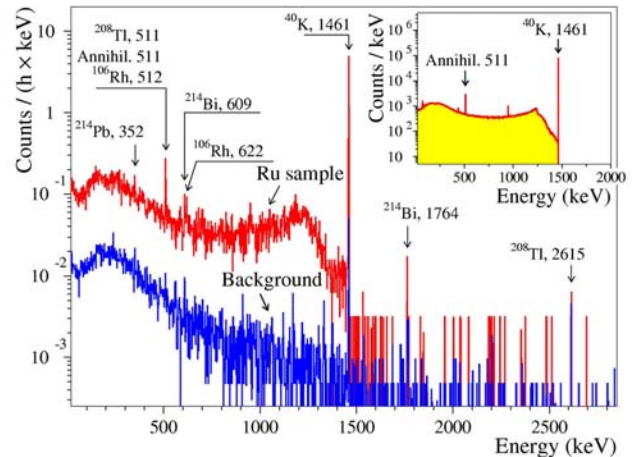


Fig. 1. Energy spectra accumulated with ruthenium sample over 158 h (Ru sample) and without sample over 1046 h (Background) by ultra-low background HPGe  $\gamma$  spectrometer. (Inset) Simulated spectrum of  $^{40}\text{K}$ . Energies of  $\gamma$  lines are in keV.

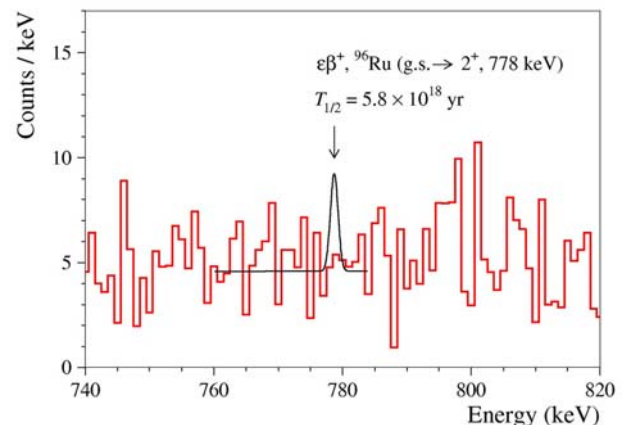


Fig. 2. Part of energy spectra accumulated with the ruthenium sample over 158 h in the energy region of peak expected for  $\epsilon\beta^+$  transition of  $^{96}\text{Ru}$  to the excited  $2^+$  778 keV level of  $^{96}\text{Mo}$ . Area of the peak corresponds to the half-life  $5.8 \cdot 10^{18}$  yr excluded at 90 % C.L.

This work was published in [3].

1. Z. Sujkowski and S. Wycech, Phys. Rev. **C70**, 052501 (2004).
2. E.B. Norman, Phys. Rev. **C31**, 1937 (1985).
3. P. Belli *et al.*, Eur. Phys. J. A **C42**, 171 (2009).



**FIRST LIMITS ON NEUTRINOLESS RESONANT  $2\varepsilon$  CAPTURES IN  $^{136}\text{Ce}$  AND NEW LIMITS FOR OTHER  $2\beta$  PROCESSES IN  $^{136}\text{Ce}$  AND  $^{138}\text{Ce}$  ISOTOPES**

**P. Belli<sup>1</sup>, R. Bernabei<sup>1</sup>, S. d'Angelo<sup>1</sup>, F. Cappella<sup>2</sup>, R. Cerulli<sup>3</sup>, A. Incicchitti<sup>2</sup>, M. Laubenstein<sup>3</sup>, D. Proserpi<sup>2</sup>, V. I. Tretyak<sup>4</sup>**

<sup>1</sup>*Dip. Fisica, Università di Roma "Tor Vergata" and INFN, Rome, Italy*

<sup>2</sup>*Dip. di Fisica, Università di Roma "La Sapienza" and INFN, 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*

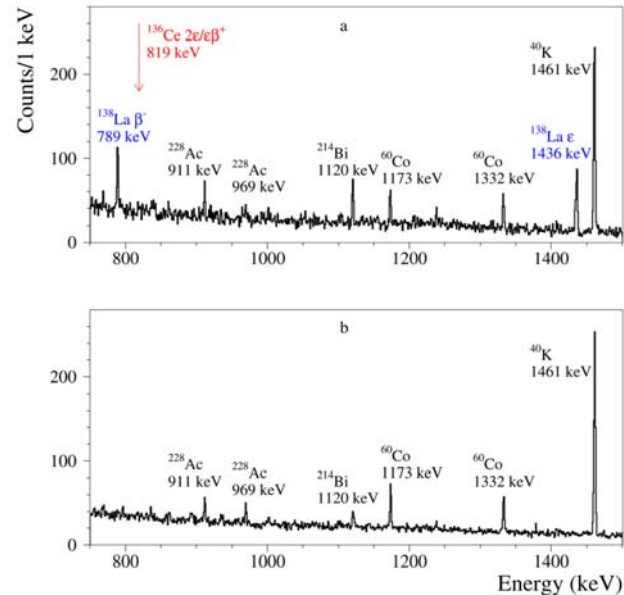
Neutrinoless ( $0\nu$ ) double beta ( $2\beta$ ) processes ( $2\beta^-$  and  $2\beta^+$  decays, electron capture with positron emission  $\varepsilon\beta^+$  and double electron capture  $2\varepsilon$ ) are forbidden in the Standard Model (SM) of particle interactions. However, they are predicted by many SM extensions, and searches for such processes are considered as one of priority tasks of modern physics [1]. For a number of potentially  $2\varepsilon$  decaying nuclides, an experimental situation is realized when energy release is very close to energy of one of the excited levels of daughter nucleus. In this case probability of decay could be enhanced by few orders of magnitude [2]. One of such nuclides is  $^{136}\text{Ce}$ : the energy release in the  $2L$  capture of  $^{136}\text{Ce}$  is equal  $2407 \pm 13$  keV what is close to energies of 2392.1 keV and 2399.9 keV excited levels of  $^{136}\text{Ba}$  daughter.

With aim to search for possible resonant  $2\varepsilon 0\nu$  decays of  $^{136}\text{Ce}$ , as well as for non-resonant transitions to other levels of  $^{136}\text{Ba}$ , a small  $\text{CeCl}_3$  crystal (mass of 6.9 g) was measured deep underground (3600 m w.e.) at the Gran Sasso National Laboratories of the INFN (Italy) with a low background HP Ge detector ( $244 \text{ cm}^3$ ) during 1280 h.  $\text{CeCl}_3$  is crystal scintillator, fast ( $\tau < \sim 100$  ns) and with quite high light output (28000 photons/MeV). Internal radiopurity of perspective scintillating materials is their important characteristics. Comparing the spectrum measured with the  $\text{CeCl}_3$  sample with the detector background measured during 3048 h (see Figure where parts of the spectra are shown), it was found that the crystal is not polluted by  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{40}\text{K}$ ,  $^{60}\text{Co}$ ,  $^{137}\text{Cs}$  nuclides: only limits were set on their activities at a level of 0.05–1 Bq/kg. However, the  $\text{CeCl}_3$  crystal contains radioactive  $^{138}\text{La}$  (0.68 Bq/kg) and, probably, is polluted by  $^{235}\text{U}$  and  $^{238}\text{U}$  (0.3 – 0.7 Bq/kg).

Peaks at specific energies related with deexcitation of  $^{136}\text{Ba}$  excited levels are absent in the  $\text{CeCl}_3$  data. Only half life limits for different double  $\beta$  processes in  $^{136}\text{Ce}$  ( $2\beta^+$ ,  $\varepsilon\beta^+$  and  $2\varepsilon$  to the ground state and to excited levels of  $^{136}\text{Ba}$  up to  $E_{\text{exc}} = 2400$  keV) were set in the range of  $(1 - 6) \times 10^{15}$  yr.

In particular, the  $2\varepsilon$  captures to various excited levels of  $^{136}\text{Ba}$  were considered for the first time. The limits for the resonant neutrinoless transitions to the 2392.1 keV and 2399.9 keV levels of  $^{136}\text{Ba}$  are:  $T_{1/2} > 2.4 \times 10^{15}$  yr and  $T_{1/2} > 4.1 \times 10^{15}$  yr at 90 % C.L., respectively.

Neutrinoless  $2K$ ,  $KL$  and  $2L$  captures in another potentially  $2\beta$  decaying isotope,  $^{138}\text{Ce}$ , also were searched for. The obtained half life limits are in the range of  $(2 - 5) \cdot 10^{15}$  yr.



Spectra measured with the low-background HP Ge detector: *a* —  $\text{CeCl}_3$  sample during 1279.9 h; *b* — background of the HP Ge detector during 3047.7 h (normalized here to 1279.9 h). Peaks of 789 keV ( $^{138}\text{La}$   $\beta$  decay) and 1436 keV ( $^{138}\text{La}$  electron capture) are evident in the  $\text{CeCl}_3$  spectrum. The arrow corresponds to energy of the first excited level of  $^{136}\text{Ba}$  (819 keV) which could be populated in  $2\varepsilon$  and  $\varepsilon\beta^+$  decay of  $^{136}\text{Ce}$ .

The results of this work were published in [3].

1. F.T. Avignone *et al.*, Rev. Mod. Phys. **80**, 481 (2008).
2. Z. Sujkowski and S. Wycech, Phys. Rev. **C70**, 052501 (2004).
3. P. Belli *et al.*, Nucl. Phys. **A824**, 101 (2009).

MgWO<sub>4</sub> — A NEW CRYSTAL SCINTILLATOR

F. A. Danevich<sup>1</sup>, D. M. Chernyak<sup>1</sup>, A. M. Dubovik<sup>2</sup>, B. V. Grinyov<sup>2</sup>, S. Henry<sup>3</sup>, H. Kraus<sup>3</sup>,  
V. M. Kudovbenko<sup>1</sup>, V. B. Mikhailik<sup>3</sup>, L. L. Nagornaya<sup>2</sup>, R. B. Podvianuk<sup>1</sup>, O. G. Polischuk<sup>1</sup>,  
I. A. Tupitsyna<sup>2</sup>, Yu. Ya. Vostretsov<sup>2</sup>

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

<sup>2</sup>Institute for Scintillation Materials, National Academy of Sciences of Ukraine, Kharkiv

<sup>3</sup>University of Oxford, Department of Physics, Oxford, United Kingdom

Magnesium tungstate (MgWO<sub>4</sub>) crystals of ~1 cm<sup>3</sup> volume were obtained for the first time using a flux growth technique. The crystal was subjected to comprehensive characterisation that included room temperature measurements of the transmittance, x-ray luminescence spectra, afterglow under x-ray excitation, relative photoelectron output, energy resolution, non-proportionality of scintillation response to  $\gamma$ -quanta, response to  $\alpha$ -particles, and pulse-shape for  $\gamma$ -quanta and  $\alpha$ -particles. The light output and decay kinetics of MgWO<sub>4</sub> were studied over the temperature range 7 – 305 K. The variation with temperature of the light output of MgWO<sub>4</sub> in the temperature interval 7 – 305 K is shown in Fig. 1. Under x-ray excitation the crystal exhibits an intense luminescence band peaking at a wavelength of 470 nm; the intensity of afterglow after 20 ms is 0.035%. An energy resolution of 9.1% for 662 keV  $\gamma$ -quanta of <sup>137</sup>Cs was measured with a small (~0.9 g) sample of the MgWO<sub>4</sub> crystal (Fig. 2). The photoelectron output of the MgWO<sub>4</sub> crystal scintillator is 35% that of CdWO<sub>4</sub> and 27% that of NaI(Tl). The detector showed pulse-shape discrimination ability in measurements with  $\alpha$ -particles and  $\gamma$ -quanta; and that enabled us to assess the radioactive contamination of the scintillator. The results of these studies demonstrate the prospect of this material for a variety of scintillation applications, including rare event searches. The material can be used for instance in the EURECA<sup>1</sup> project [1], which requires a variety of scintillation targets to verify the nature of a detected signal.

The study was supported in part by a grant from the Royal Society (London) “Development of advanced scintillation detectors for cryogenic dark matter search”. 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.

The results of this work are published in [2].

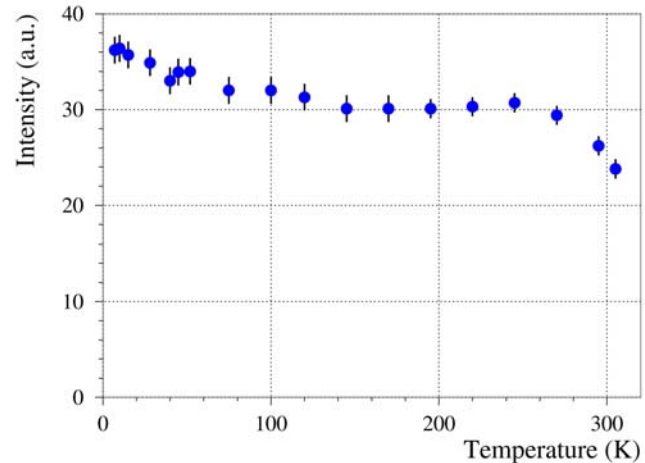


Fig. 1. Temperature dependence of the light output of the MgWO<sub>4</sub> crystal scintillator for excitation with <sup>241</sup>Am  $\alpha$ -particles.

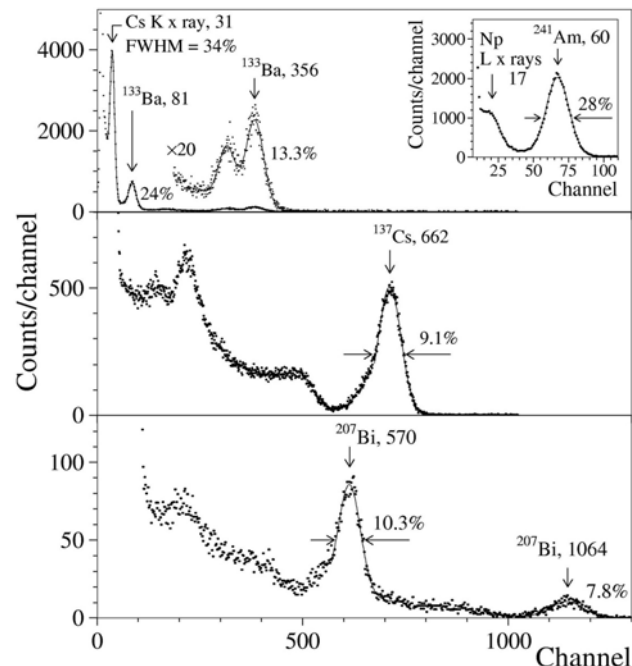


Fig. 2. Energy spectra of <sup>133</sup>Ba, <sup>241</sup>Am (inset), <sup>137</sup>Cs, and <sup>207</sup>Bi  $\gamma$ -rays measured for the MgWO<sub>4</sub> scintillation crystal. Fits of the  $\gamma$ -peaks are shown as solid lines. Energies of the  $\gamma$ - and x-ray lines are in keV.

1. H. Kraus *et al.*, J. Phys.: Conf. Ser. **39**, 139 (2006).
2. F.A. Danevich *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **A608**, 107 (2009).

<sup>1</sup> European Underground Rare Event Calorimeter Array; [www.eureca.ox.ac.uk](http://www.eureca.ox.ac.uk)

## РОЗРОБКА ТА ДОСЛІДЖЕННЯ КРИСТАЛІВ $\text{Li}_2\text{Zn}_2(\text{MoO}_4)_3$ ЯК МОЖЛИВИХ ДЕТЕКТОРІВ ДЛЯ $2\beta$ -ЕКСПЕРИМЕНТУ З $^{100}\text{Mo}$

Н. В. Башмакова<sup>1</sup>, Ф. А. Даневич<sup>2</sup>, В. Я. Дегода<sup>1</sup>, І. М. Дмитрук<sup>1</sup>, С. Ю. Кутовий<sup>1</sup>,  
В. В. Михайлін<sup>3,4</sup>, В. М. Кудовбенко<sup>2</sup>, С. С. Нагорний<sup>2</sup>, С. Нісі<sup>5</sup>, А. С. Ніколайко<sup>2</sup>,  
А. А. Павлюк<sup>6</sup>, С. Пірро<sup>7</sup>, О. Є. Савон<sup>3</sup>, Д. О. Спасський<sup>4</sup>, С. Ф. Солодовніков<sup>6</sup>,  
З. О. Солодовнікова<sup>6</sup>, В. І. Третьак<sup>2</sup>, С. М. Ватник<sup>8</sup>, Є. С. Золотова<sup>6</sup>

<sup>1</sup>Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ

<sup>2</sup>Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

<sup>3</sup>Московський державний університет, Москва, Росія

<sup>4</sup>Інститут ядерної фізики ім. Д. В. Скобельцина, Москва, Росія

<sup>5</sup>Національна лабораторія Гран-Сассо Національного інституту ядерної фізики, Ассерджі, Італія

<sup>6</sup>Інститут неорганічної хімії ім. А. В. Ніколаєва СВ РАН, Новосибірськ, Росія

<sup>7</sup>Університет Мілан-Біокка Національного інституту ядерної фізики, Мілан, Італія

<sup>8</sup>Інститут ядерної фізики СВ РАН, Новосибірськ, Росія

$^{100}\text{Mo}$  є одним із найбільш перспективних ядер для проведення експериментів з пошуку  $2\beta 0\nu$ -розпаду завдяки великій енергії переходу ( $Q_{2\beta} = 3035$  кеВ), що збільшує ймовірність процесу та полегшує задачу зниження фону. Існуючі скінтілятори, що містять молібден ( $\text{CaMoO}_4$ ,  $\text{CdMoO}_4$ ,  $\text{PbMoO}_4$ ,  $\text{Li}_2\text{MoO}_4$ ), мають кожен певні недоліки. Кристали  $\text{Li}_2\text{Zn}_2(\text{MoO}_4)_3$ , в яких вміст молібдену становить 46 %, є перспективними для пошуку  $2\beta 0\nu$ -розпаду  $^{100}\text{Mo}$ .

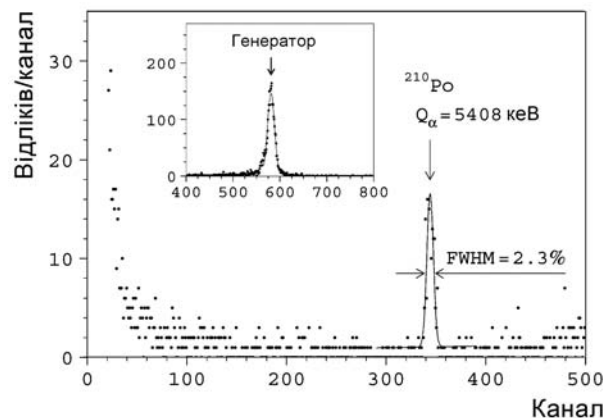
Два зразки  $\text{Li}_2\text{Zn}_2(\text{MoO}_4)_3$  було вирощено методом Чохральського з малим температурним градієнтом. Вимірювання коефіцієнта заломлення світла (1,9749 – 2,0097 у діапазоні 579 – 436 нм) показали, що кристал є двохосним.

Подальші вимірювання продемонстрували, що додаткова очистка сировини збільшує його прозорість. При збудженні аргонним лазером ( $\lambda = 351$  нм) було виявлено широку (350 нм) смугу фотолюмінесценції  $\text{Li}_2\text{Zn}_2(\text{MoO}_4)_3$  з максимумом при 560 нм (2,2 еВ). Спектри відбивання та збудження в енергетичному інтервалі 3,7 – 30,0 еВ вимірювались при збудженні люмінесценції за допомогою синхротронного випромінювання в температурному діапазоні 10 – 300 К. При температурі 10 К спектр люмінесценції мав вигляд широкої смуги з максимумом при 1,95 еВ. Час затухання люмінесценції перевищував  $10^{-5}$  с. Спектр люмінесценції при температурі 300 К описувався функцією Гауса з максимумом при 2,0 еВ та  $FWHM = 0,8$  еВ. Установлено, що при зниженні температури інтенсивність люмінесценції збільшується.

Для вимірювання спектрометричних можливостей кристалів  $\text{Li}_2\text{Zn}_2(\text{MoO}_4)_3$  застосовувалося колімоване джерело  $^{241}\text{Am}$  з енергією  $\alpha$ -частинок

5,5 МеВ. Матеріал має дуже низькі скінтіляційні характеристики, що не дають змоги використовувати його як скінтілятор навіть при низьких температурах. Поряд з тим показано можливість використання кристалів  $\text{Li}_2\text{Zn}_2(\text{MoO}_4)_3$  як низькотемпературних болометричних детекторів.

На рисунку зображено енергетичний спектр, отриманий при температурі 10 мК. У спектрі присутній  $\alpha$ -пік від внутрішньої забрудненості зразка  $^{210}\text{Po}$ . Отримано високу енергетичну роздільну здатність 2,3 % для  $\alpha$ -частинок з енергією близько 5 МеВ. Тим самим показано перспективність кристалів  $\text{Li}_2\text{Zn}_2(\text{MoO}_4)_3$  як болометричних детекторів для пошуку подвійного  $\beta$ -розпаду ядра  $^{100}\text{Mo}$ .



Енергетичний спектр  $\alpha$ -частинок з енергією 5,408 МеВ, отриманий з кристалом  $\text{Li}_2\text{Zn}_2(\text{MoO}_4)_3$  при температурі 10 мК.

Результати роботи опубліковано в журналі *Functional Materials* **16**, 266 (2009).

Li<sub>2</sub>MoO<sub>4</sub> CRYSTAL SCINTILLATOR AS A DETECTOR OF RARE NUCLEAR DECAYS

O. P. Barinova<sup>1</sup>, F. Cappella<sup>2</sup>, R. Cerulli<sup>3</sup>, F. A. Danevich<sup>4</sup>, S. V. Kirsanova<sup>1</sup>, V. V. Kobychiev<sup>4</sup>,  
M. Laubenstein<sup>3</sup>, S. S. Nagorny<sup>4</sup>, F. Nozzoli<sup>5</sup>, V. I. Tretyak<sup>4</sup>

<sup>1</sup>Russian Chemistry-Technological University of D. I. Mendeleev, Moscow, Russia

<sup>2</sup>Dip. di Fisica, Università di Roma "La Sapienza" and INFN, 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>Dip. Fisica, Università di Roma "Tor Vergata" and INFN, Rome, Italy

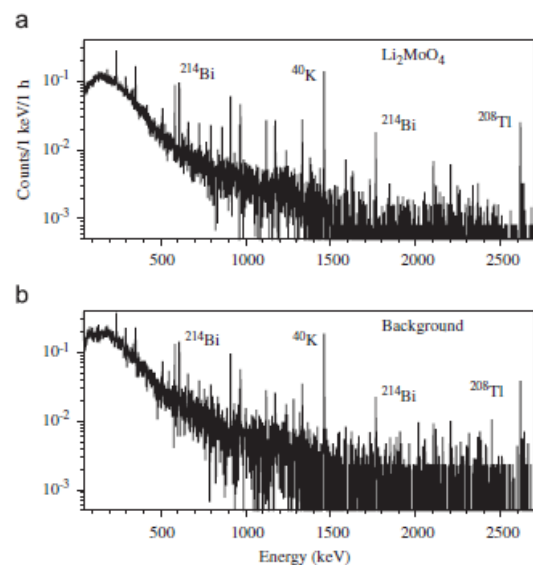
Neutrinoless ( $0\nu$ ) double beta ( $2\beta$ ) decay is forbidden in the Standard Model (SM) because it violates lepton number by 2 units; however it is predicted in many SM extensions [1]. It occurs if the neutrino is a massive Majorana particle. Recent experimental observations of the oscillation of solar, atmospheric, reactor and accelerator neutrinos provide evidence that the neutrino is indeed a massive particle [2]. This fact further increases the importance of the search for  $2\beta_{0\nu}$  decay.

Among the 35 nuclei candidates for  $2\beta^-$  decay,  $^{100}\text{Mo}$  is one of the best choices because of its high transition energy of  $Q_{2\beta} = 3034$  keV and its relatively high natural isotopic abundance of 9.824 %. The best actual limit for the  $2\beta_{0\nu}$  decay of  $^{100}\text{Mo}$  has been given by the NEMO-3 experiment, where 7 kg of enriched  $^{100}\text{Mo}$  were used:  $T_{1/2}(0\nu) > 4.6 \times 10^{23}$  y at 90% C.L.; also the allowed two neutrino ( $2\nu$ ) double  $\beta$  decay of  $^{100}\text{Mo}$  was measured with  $T_{1/2}(2\nu) = 7.1 \times 10^{18}$  y [3]. One of shortcomings of the NEMO-3 experiment is its low efficiency for  $2\beta_{0\nu}$  decay (near 14 %). Thus, a configuration where the detector is also the source containing  $^{100}\text{Mo}$  nuclei could ensure almost 100 % efficiency; in this case 1 kg of  $^{100}\text{Mo}$  would be equivalent to 7 kg in the NEMO-3 experiment.

One of promising materials for  $2\beta$  decay investigations of  $^{92}\text{Mo}$ ,  $^{98}\text{Mo}$  and  $^{100}\text{Mo}$  is lithium molybdate ( $\text{Li}_2\text{MoO}_4$ ). Intrinsic radioactive contamination is an extremely important characteristic of detectors used in searches for rare nuclear decays because it is directly related to the achievable sensitivity of experiments. As a first step in characterizing the  $\text{Li}_2\text{MoO}_4$  material, we present here the results of the investigation of the radioactive contamination of a  $\text{Li}_2\text{MoO}_4$  crystal. Such results, to our knowledge, are reported for the first time.

The  $\text{Li}_2\text{MoO}_4$  was obtained by a solid-state synthesis technique from  $\text{MoO}_3$  and  $\text{Li}_2\text{CO}_3$  powders with subsequent recrystallization from water solutions. Transparent single crystals of up to  $\varnothing 25 \times 35$  mm in size were grown using the Czochralski method. The  $\text{Li}_2\text{MoO}_4$  crystal under investigation had a mass of 33.95 g ( $\varnothing 22 \times 33$  mm). It was measured in an ultra-low background setup

with HP Ge detector  $364 \text{ cm}^3$  placed deep underground in the Laboratori Nazionali del Gran Sasso (LNGS) (3600 m w.e.). The experimental setup is surrounded by a passive shield, which consists of lead (25 cm) and, in the innermost part, oxygen-free high conductivity copper (10 cm). The setup is flushed continuously with almost radon-free nitrogen and is isolated from the surrounding atmosphere. The  $\text{Li}_2\text{MoO}_4$  sample was measured for 1240.3 h; the background of the HP Ge detector was measured for 732.2 h; both spectra are presented in Figure. Comparing rate of peaks in the spectra, a small amount of  $^{40}\text{K}$  was found ( $170 \pm 80$  mBq/kg). Only upper limits could be set for the radioactivity concentrations of the  $^{238}\text{U}$  chain ( $< 20$  mBq/kg), the  $^{232}\text{Th}$  chain ( $< 30$  mBq/kg),  $^{137}\text{Cs}$  ( $< 4$  mBq/kg) and  $^{60}\text{Co}$  ( $< 8$  mBq/kg). The results of this work were published in [4].



Spectra measured underground in the LNGS with the low-background HP Ge detector  $364 \text{ cm}^3$ : *a* —  $\text{Li}_2\text{MoO}_4$  sample during 1240.3 h; *b* — background of the detector during 732.2 h.

1. F.T. Avignone *et al.*, Rev. Mod. Phys. **80**, 481 (2008).
2. R.N. Mohapatra *et al.*, Rep. Prog. Phys. **70**, 1757 (2007).
3. R. Arnold *et al.*, Phys. Rev. Lett. **95**, 182302 (2005).
4. O.P. Barinova *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A **607**, 573 (2009).



## FIRST TEST OF $\text{Li}_2\text{MoO}_4$ CRYSTAL AS A CRYOGENIC LOW TEMPERATURE SCINTILLATOR

O. P. Barinova<sup>1</sup>, F. A. Danevich<sup>2</sup>, V. Ya. Degoda<sup>3</sup>, S. V. Kirsanova<sup>1</sup>,  
V. M. Kudovbenko<sup>2</sup>, S. Pirro<sup>4</sup>, V. I. Tretyak<sup>2</sup>

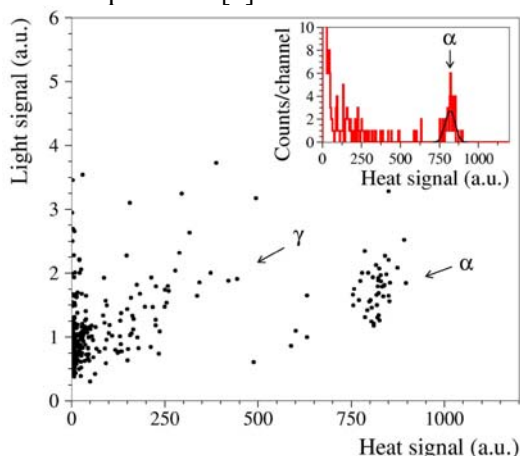
<sup>1</sup>Russian Chemistry-Technological University of D. I. Mendeleev, Moscow, Russia

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

<sup>3</sup>Kyiv National Taras Shevchenko University, Kyiv

<sup>4</sup>INFN, Sezione di Milano Bicocca, Milano, Italy

Cryogenic scintillation bolometers with energy resolution of a few keV in wide energy region and excellent particle discrimination ability are perspective technique for future  $0\nu 2\beta$  decay experiments to explore inverted hierarchy of neutrino masses.  $^{100}\text{Mo}$  is one of the most promising  $2\beta$  isotopes thanks to high transition energy ( $Q_{2\beta} = 3035$  keV) and relatively high natural isotopic abundance ( $\delta = 9.67\%$ ). High  $Q_{2\beta}$  value provides high probability of decay, and simplifies a problem of background caused by natural radioactivity. There exist a few crystals containing Molybdenum. The most promising of them are  $\text{CaMoO}_4$ ,  $\text{CdMoO}_4$ ,  $\text{PbMoO}_4$ ,  $\text{Li}_2\text{Zn}_2(\text{MoO}_4)_3$ . However, all the listed crystal scintillators have some disadvantages:  $\text{CaMoO}_4$  contains  $2\nu 2\beta$  active isotope  $^{48}\text{Ca}$  which creates background at  $Q_{2\beta}$  energy of  $^{100}\text{Mo}$ ;  $\text{CdMoO}_4$  contains  $\beta$  active  $^{113}\text{Cd}$  ( $T_{1/2} = 8 \times 10^{15}$  yr);  $\text{PbMoO}_4$  contains radioactive  $^{210}\text{Pb}$  and has high effective Z value;  $\text{Li}_2\text{Zn}_2(\text{MoO}_4)_3$  has low light yield. An important advantage of  $\text{Li}_2\text{MoO}_4$  is absence of heavy elements, and high concentration of Mo (55 % in weight). Preliminary results of this work were reported in [1].



Scatter plot of the light signal versus heat signal for 37 h background exposition with  $\text{Li}_2\text{MoO}_4$  crystal  $\varnothing 25 \times 0.9$  mm. (Inset) Distribution of heat signals. Fit of  $\alpha$  peak by Gaussian function with the energy resolution FWHM = 9.3 % is shown by solid line.

A sample of  $\text{Li}_2\text{MoO}_4$  crystal ( $\varnothing 25 \times 0.9$  mm) was measured over 37 h as bolometer at  $\approx 10$  mK in the CUORE R&D set-up [2] in the Gran Sasso National Laboratories (LNGS). In addition to the heat signal, the scintillation light was read by the light detector. Light output of the sample was estimated as 7% relatively to  $\text{CdMoO}_4$  crystal  $10 \times 10 \times 2$  mm. Taking into account relative light outputs of  $\text{CdMoO}_4$  and  $\text{CaMoO}_4$  at 9 K [3], this corresponds to  $\approx 20\%$  of  $\text{CaMoO}_4$ . Light output for  $\alpha$  particles is  $\approx 30\%$  relatively to  $\gamma$  quanta. It allows to discriminate  $\alpha$  and  $\gamma(\beta)$  events (see Figure).

The peak observed in the heat signal spectrum is probably due to contamination of the crystal by  $^{210}\text{Pb}$  (or  $^{210}\text{Po}$  if the equilibrium is broken). However, it could be due to contamination of the set-up that was not particularly clean. Therefore we can give only limit on activity of  $^{210}\text{Po}$  in the sample. Assuming all the peak area (44 counts) is due to internal contamination of the sample by  $^{210}\text{Po}$ , taking into account the time of measurement, and mass of the sample (1.3 g), we estimate internal activity of  $^{210}\text{Po}$  in  $\text{Li}_2\text{MoO}_4$  as  $\leq 0.3$  Bq/kg. Radiopurity of a  $\text{Li}_2\text{MoO}_4$  crystal with mass of 34 g was also measured at the LNGS with an ultra-low background HP Ge  $\gamma$  spectrometer [4].

We estimate good perspectives of this crystal scintillator as a possible detector to search for double beta decay of Molybdenum, and resonant capture of hypothetical solar axions on  $^7\text{Li}$  [5].

The results of this study are published in [6].

1. O.P. Barinova *et al.*, *Abstracts of Nat. Conf. on Crystal Growing (NCCG 2006)*, Moscow, Oct. 23 - 27, 2006, p. 281.
2. S. Pirro *et al.*, *Nucl. Instr. Meth.* **A559**, 361 (2006).
3. V.B. Mikhailik *et al.*, *J. Phys.* **D39**, 118 (2006).
4. O.P. Barinova *et al.*, *Nucl. Instr. Meth.* **A607**, 573 (2009).
5. P. Belli *et al.*, *Nucl. Phys.* **A806**, 388 (2008).
6. O.P. Barinova *et al.*, *Nucl. Instr. Meth.* **A613**, 54 (2010)."

## DEVELOPMENT OF TUNGSTATE AND MOLYBDATE SCINTILLATORS TO SEARCH FOR DARK MATTER AND DOUBLE BETA DECAY

L. L. Nagornaya<sup>1</sup>, F. A. Danevich<sup>2</sup>, A. M. Dubovik<sup>1</sup>, B. V. Grinyov<sup>1</sup>, S. Henry<sup>3</sup>, V. Kapustyanyk<sup>4</sup>,  
H. Kraus<sup>3</sup>, V. M. Kudovbenko<sup>2</sup>, V. B. Mikhailik<sup>3</sup>, M. Panasyuk<sup>4</sup>, D. Poda<sup>2</sup>, O. G. Polischuk<sup>2</sup>,  
V. Rudyk<sup>4</sup>, V. Tsybul'skiy<sup>4</sup>, I. A. Tupitsyna<sup>1</sup>, Yu. Ya. Vostretsov<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Institute for Scintillation Materials, National Academy of Sciences of Ukraine, Kharkiv*

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

<sup>3</sup>*University of Oxford, Department of Physics, Oxford, United Kingdom*

<sup>4</sup>*Scientific-Technical and Educational Centre of Low Temperature Studies, I. Franko National University of Lviv, Lviv*

Double beta decay and dark matter remain the hot topics of modern science. The success of experiments to search for these phenomena depends upon many factors, the most important of which is the availability of a suitable detector that satisfies a number of requirements: maximum content of the nuclei of interest in the detector volume; high detection efficiency and selectivity; low background level and the possibility of long measurements.

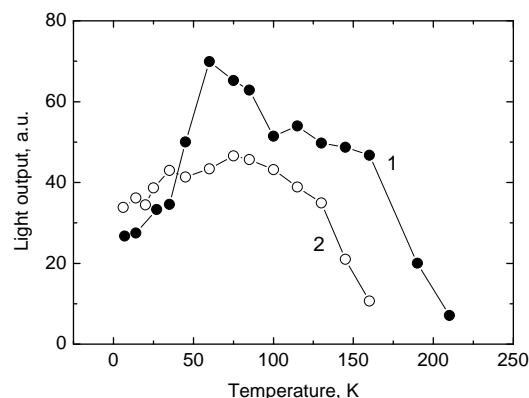
It is difficult with traditional scintillation techniques to collect enough light to obtain a low energy threshold (a few keV) needed for dark matter searches, and energy resolution (as better as possible) required by future high sensitivity double beta decay experiments. Therefore, the next generation of experiments will use also cryogenic detectors, capable of measuring very low energy deposition with very good energy resolution. One of the latest advances in cryogenic detectors is the development of a technique for simultaneous measurement of the light and phonon response induced by a particle interaction in the scintillation target. This allows efficient event type discrimination, offering a powerful tool for radioactive background identification.

Oxide scintillation crystals ( $ZnWO_4$ ,  $ZnMoO_4$ ,  $PbWO_4$ ,  $PbMoO_4$  and  $MgWO_4$ ) with high scintillation yield and low intrinsic radioactivity were developed for cryogenic dark matter and double beta decay experiments. We report on the improvement of these properties for conventional scintillators, as well as on new promising crystals. We already succeeded in producing  $ZnWO_4$  scintillator with improved characteristics. Good scintillation properties at low temperatures and exceptionally low intrinsic radioactivity make zinc tungstate an excellent material for cryogenic double beta decay and dark matter experiments.

Single crystal samples of  $ZnMoO_4$  were produced using the Czochralski technique. We investigated the feasibility of this material for cryogenic rare event search experiments and identified ways to improve the scintillation properties of the crystal.

We investigated methods of producing  $MgWO_4$  crystals and demonstrated the feasibility of the flux growth technique. For the first time the single crystals  $MgWO_4$  were produced and their characteristics were measured.

Given the good prospects for reducing the intrinsic radioactivity of lead-based crystals we studied the temperature dependence of scintillation characteristics of  $PbWO_4$  and  $PbMoO_4$  (see Figure). We have shown that these crystals can also be used as cryogenic scintillators.



Temperature dependence of the scintillation light output of  $PbWO_4$  (1) and  $PbMoO_4$  (2) measured at excitation with  $\alpha$  particles of  $^{241}Am$ .

Research of the Oxford University and the Institute for Nuclear Research were supported by a grant from the Royal Society (London) on the "Development of advanced scintillation detectors for cryogenic dark matter search". The support of the group from the Institute for Nuclear Research by the project "Kosmomikrofizyka" (Astroparticle Physics) of the National Academy of Sciences of Ukraine is gratefully acknowledged.

The results of this work are published in ref. [1]

1. L.L. Nagornaya *et al.*, IEEE Trans. Nucl. Sci. **56**, 2513 (2009).

## THE SUPERNEMO PROJECT

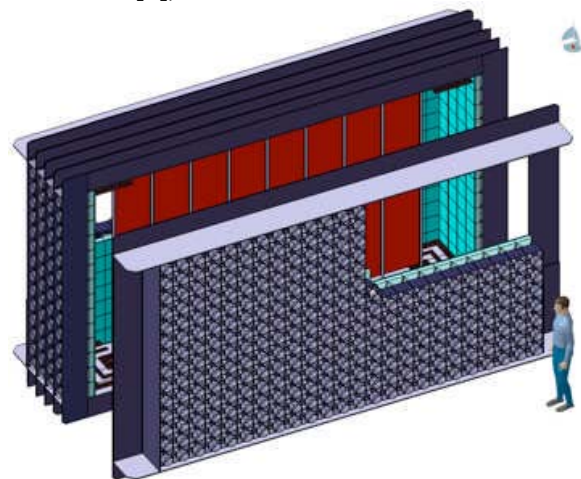
V. I. Tretyak<sup>1</sup> (for the SuperNEMO Collaboration<sup>2</sup>)<sup>1</sup> Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv<sup>2</sup> Czech Republic, Finland, France, Japan, Russia, Slovakia, Spain, Ukraine, United Kingdom, USA

Double beta ( $2\beta$ ) decay is a transformation of nucleus ( $A, Z$ )  $\rightarrow$  ( $A, Z \pm 2$ ) with simultaneous emission of two electrons (or positrons). In an allowed in the Standard Model (SM) mode this process is accompanied by emission of two (anti)neutrinos. SM forbids neutrinoless ( $0\nu$ )  $2\beta$  mode because it violates lepton number by 2 units. However, many SM extensions predict  $2\beta 0\nu$  decay which is possible if neutrino is a Majorana particle with small but non-zero mass [1]. Observation of  $2\beta 0\nu$  decay would be clear evidence of physics beyond the SM; also absolute scale of neutrino masses will be determined while in neutrino oscillation experiments only neutrino mass differences are measured [2].

NEMO-3 is big current experiment in  $2\beta$  researches where 7 different  $2\beta$  nuclei-candidates are installed in a tracking volume with energies measured by plastic scintillators during few years:  $^{100}\text{Mo}$  (6914 g),  $^{82}\text{Se}$  (932 g),  $^{116}\text{Cd}$  (405 g),  $^{130}\text{Te}$  (454 g),  $^{150}\text{Nd}$  (37 g),  $^{96}\text{Zr}$  (9 g),  $^{48}\text{Ca}$  (7 g). Half lives for  $2\nu$  mode are measured with big statistics (f.e. 219000  $2\beta 2\nu$  events for  $^{100}\text{Mo}$ ), also the best world  $T_{1/2}$  limits are derived for some nuclides ( $10^{22} - 10^{23}$  yr) [3].

The SuperNEMO design follows and improves technologies employed in the NEMO-3 detector. SuperNEMO will build upon the NEMO-3 technology choice of combining calorimetry and tracking but will have a planar geometry. The baseline SuperNEMO design envisages about twenty identical super-modules, each housing around  $\sim 5$  kg of isotope. A conceptual design of a SuperNEMO detector module is shown in Figure. The source is a thin ( $\sim 40$  mg/cm<sup>2</sup>) foil inside the detector. It is surrounded by a gas tracking chamber followed by calorimeter walls. The tracking volume contains around 2000 wire drift cells operated in Geiger mode which are arranged in nine layers parallel to the foil. The calorimeter is divided into 700 plastic scintillator hexagonal blocks ( $\sim 25$  cm diameter) which cover most of the detector outer area and are coupled to low radioactive  $8''$  PMTs. A super-module will have a footprint of  $6 \times 2$  m and a height of 4 m. The baseline candidate isotope for SuperNEMO is  $^{82}\text{Se}$  (but possibility of enriching large amounts of  $^{150}\text{Nd}$  and  $^{48}\text{Ca}$  also is investigated).

The sensitivity of SuperNEMO has been studied extensively during the current design study phase. A full chain of GEANT4 based simulation software has been developed and commissioned and the sensitivity was studied as a function of various detector parameters such as the calorimeter energy resolution, source foil radio-purity, tracking detector configuration, etc. With the target detector parameters and 500 kg  $\cdot$  y exposure (100 kg for 5 years of running), the calculated sensitivity is at the level of  $T_{1/2} \sim 10^{26}$  yr (or 50 – 110 meV in terms of the neutrino mass). Data taking will start with the first demonstrator super-module in 2013 and will reach the final target sensitivity in 2018/19. The time scales and sensitivities are therefore at the level of the competitor projects (CUORE, EXO, GERDA, Majorana, SNO+ [1]).



Schematic of a proposed SuperNEMO module showing the source foil (red) surrounded by a tracking volume and scintillator blocks read out by PMTs.

The results of the work are presented in [4].

1. F.T. Avignone *et al.*, Rev. Mod. Phys. **80**, 481 (2008).
2. R.N. Mohapatra *et al.*, Rep. Prog. Phys. **70**, 1757 (2007).
3. R. Arnold *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. **A536**, 79 (2005); Nucl. Phys. **A765**, 483 (2006); Nucl. Phys. **A781**, 209 (2007); J. Argyriades *et al.*, Phys. Rev. **C80**, 032501 (2009); Nucl. Instrum. Meth. **A606**, 449 (2009).
4. M. Kauer *et al.*, J. Phys.: Conf. Ser. **160**, 012031 (2009); E. Chauveau *et al.*, AIP Conf. Proc. **1180**, 26 (2009); I. Nasteva *et al.*, Proc. of Science (EPS-HEP'2009) 463; E. Chauveau *et al.* (the SuperNEMO Collaboration), Letter of Interest for locating the SuperNEMO neutrinoless double beta decay experiment in the extended LSM underground laboratory (2009).

**НОВЕ ОБМЕЖЕННЯ НА МАГНІТНИЙ МОМЕНТ НЕЙТРИНО З ДАНИХ BOREXINO**

**В. В. Кобичев (від колаборації Borexino)**

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

Мінімальне розширення стандартної моделі з масивним нейтрино дозволяє існування ненульового магнітного моменту, що має бути пропорційним масі нейтрино [1]. Експериментальні дослідження сонячних, атмосферних, прискорювальних та реакторних нейтрино довели, що нейтрино мають масу; таким чином, вони можуть нести ненульовий магнітний момент. У рамках умов, що були прийняті в роботах [1], дипольний магнітний момент нейтрино  $\mu_\nu$  не перевищує  $4 \times 10^{-20}$  магнетона Бора ( $\mu_B$ ) [2], але деякі розширення стандартної моделі передбачують значно більші значення [3]. Якщо  $\mu_\nu \neq 0$ , стандартний електрослабкий поперечний переріз розсіяння нейтрино на електроні

$$\left(\frac{d\sigma}{dT}\right)_W = \frac{2G_F^2 m_e}{\pi} \times \left( g_L^2 + g_R^2 \left(1 - \frac{T}{E_\nu}\right)^2 - g_L g_R \frac{m_e T}{E_\nu^2} \right)$$

модифікується за рахунок додавання електромагнітного члена

$$\left(\frac{d\sigma}{dT}\right)_{EM} = \mu_\nu^2 \frac{\pi \alpha^2}{m_e^2} \left( \frac{1}{T} - \frac{1}{E_\nu} \right), \quad (1)$$

де  $E_\nu$  – енергія нейтрино і  $T$  – кінетична енергія електрона. Звідси випливає, що форма спектра сонячних нейтрино чутлива до можливої присутності ненульового магнітного моменту, причому чутливість підсилюється при низьких енергіях завдяки залежності  $(d\sigma/dT) \sim T^{-1}$ .

Колаборація SuperKamiokande досягла обмеження  $11 \cdot 10^{-11} \mu_B$  (90 % C.L.), використовуючи спектр сонячних нейтрино вище порога 5 MeV [4, 5]. Найбільш жорстке обмеження на магнітний момент з вивчення реакторних антинейтрино було отримане в експерименті GEMMA [6]:  $5,8 \times 10^{-11} \mu_B$  (90 % C.L.). На пілотному детекторі STF колаборація Borexino досягла чутливості  $55 \cdot 10^{-11} \mu_B$  (90 % C.L.) [7]. З перших результатів вимірювань спектра низькоенергетичних сонячних нейтрино на детекторі Borexino [8] авторами роботи [9] було отримане обмеження  $8,4 \times 10^{-11} \mu_B$  (90 % C.L.).

Основні особливості детектора Borexino описано в [10]. Ця установка є сцинтиляційним детектором, його робочою речовиною є псевдо-

кумол (РС, 1,2,4-триметилбензол), активований РРО (2,5-дифенілоксазол) у кількості 1,5 г/л. Активна маса сцинтилятора становить 278 т. Рідкий сцинтилятор міститься в тонкій (125 мкм) нейлоновій оболонці та оточений двома концентричними буферними шарами (323 та 567 т РС) із домішкою 5,0 г/л диметилфталату, який тушить сцинтиляції. Ці два буфери розділені ще однією тонкою нейлоновою плівкою для попередження дифузії радону до сцинтилятора. Сцинтилятор та буфери містяться у сфері з нержавіючої сталі діаметром 13,7 м, на якій розміщено 2212 фотопомножувачів. Сфера оточена шаром надчистої води масою 2100 т, який слугує мюонним детектором та додатковим захистом від зовнішньої радіоактивності. Детектор розміщений у залі С підземної лабораторії Гран-Сассо (Італія).

Спектр сонячних нейтрино, накопичений за 192 доби живого часу, апроксимувався модельним спектром, отриманим з урахуванням перерізу розсіяння нейтрино на електроні з електромагнітним членом (1). Було отримане нове обмеження на магнітний момент нейтрино  $\mu_\nu < 5,4 \cdot 10^{-11} \mu_B$  (90 % C.L.), яке на сьогодні є найбільш жорсткою межею на  $\mu_\nu$ , отриманою в лабораторії. Накопичення та обробка даних продовжуються.

1. W.J. Marciano and A.I. Sanda, Phys. Lett. **B67**, 303 (1977); B.W. Lee and R.E. Shrock, Phys. Rev. **D16**, 1444 (1977); K. Fujikawa and R.E. Shrock, Phys. Rev. Lett. **45**, 963 (1980).
2. A.B. Balantekin, *AIP Conf. Proc.* **847**, 128 (2006) [arXiv:hep-ph/0601113v1].
3. H. Georgi and L. Randall, Phys. Lett. **B244**, 196 (1990); N.F. Bell *et al.*, Phys. Rev. Lett. **95**, 151802 (2005).
4. J.F. Beacom and P. Vogel, Phys. Rev. Lett. **83**, 5222 (1999).
5. D.W. Liu *et al.* (Super-Kamiokande Collaboration), Phys. Rev. Lett. **93**, 021802 (2004).
6. A.G. Beda *et al.*, Phys. Atom. Nucl. **70**, 1873 (2007).
7. H.O. Back *et al.* (Borexino Collaboration), Phys. Lett. **B563**, 35 (2003).
8. C. Arpesella *et al.* (Borexino Collaboration), Phys. Lett. **B568**, 101 (2008).
9. D. Montanino, M. Picariello, and J. Pulido, Phys.Rev. **D77**, 093011 (2008).
10. G. Alimonti *et al.* (Borexino Collaboration), Nucl. Instr. Meth. **A600**, 568 (2009).



## ГІБРИДНИЙ КРЕМНІСВИЙ МІКРОПІКСЕЛЬНИЙ ДЕТЕКТОР MEDIPIX2 ДЛЯ РЕЄСТРАЦІЇ ІОННИХ ПУЧКІВ НИЗЬКОЇ ЕНЕРГІЇ

В. М. Пугач<sup>1</sup>, О. С. Ковальчук<sup>1</sup>, О. Ю. Охріменко<sup>1</sup>,  
В. М. Єрмоєнко<sup>2</sup>, С. М. Хоменко<sup>2</sup>, А. Шелехов<sup>2</sup>, А. В. Чаус<sup>1</sup>,  
М. Кемпбел<sup>3</sup>, Л. Тлустос<sup>3</sup>, С. Поспішил<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>Інститут експериментальної та прикладної фізики, Прага, Чеська Республіка

Гібридний піксельний детектор MEDIPIX2 [1] складається з кремнієвого (товщиною 300 мкм) напівпровідникового мікропіксельного сенсора із загальним електродом на n-стороні та матрицею (256 × 256) пікселів (55 × 55) мкм<sup>2</sup> на p-стороні, з'єднаних за допомогою ультразвукового зварювання ('bump-bonding') із зчитувальним мікрочіпом з такою самою піксельною структурою. Зчитування даних із 65536 детекторних комірок здійснюється за допомогою блока PIXELMAN через USB-порт комп'ютера. Нетривіальним є питання про відгук цього детектора на низькоенергетичні (3 - 20 кеВ) іони, взагалі, та однорідність відгуку по 65 000 елементам детектора.

На рис. 1 зображено дані, виміряні гібридним кремнієвим піксельним детектором (напряга зміщення 100 В) у фокальній площині лазерного мас-спектрометра ІФ НАНУ (м. Суми). Положення детектора, прискорювальна напруга та магнітне поле встановлювались так, щоб можна було спостерігати двократно заряджені іони ізотопів свинцю з енергією 12 кеВ приблизно в центральній частині сенсора. Номер пікселів по горизонталі відповідає масі зареєстрованих іонів, у той час як їхній номер по вертикалі відображає апертуру щілини, що формує іонний пучок.

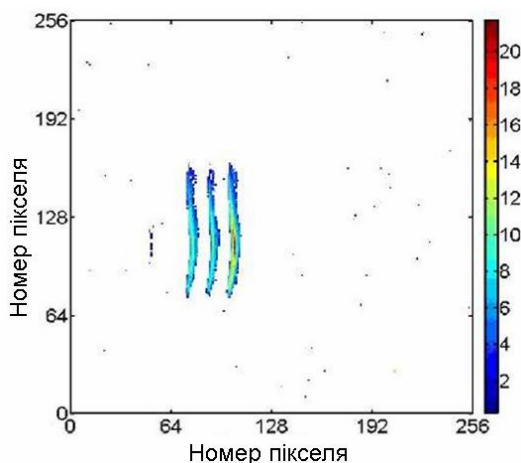


Рис. 1. Спектр мас іонів свинцю, виміряний гібридним мікропіксельним кремнієвим детектором MEDIPIX2.

Отже, було встановлено, що низькоенергетичні іони (навіть такі важкі, як ізотопи свинцю) можуть бути зареєстровані гібридним мікропіксельним детектором. Наступним кроком було дослідження однорідності відгуку різних комірок детектора MEDIPIX2. Було встановлено, що флуктуації відгуку сягають значної величини. Наприклад, для іонів танталу - до 40 % (рис. 2).

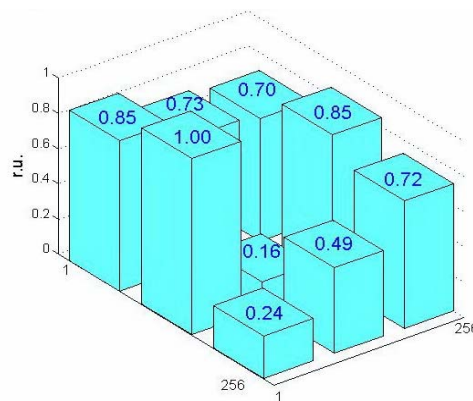


Рис. 2. Неоднорідність відгуку гібридного детектора MEDIPIX2 для іонів танталу з енергією 12,3 кеВ.

Можливо, це спричинено неоднорідністю товщини поверхневого нечутливого шару кремнієвого сенсора. Технологія вирощування кремнієвих кристалів допускає такі варіації на рівні кількох десятків нанометрів. У наступному році заплановано провести детальні дослідження цього явища за допомогою вимірювання спектрів від добре колімованого альфа-джерела в різних ділянках мікропіксельних детекторів, сенсори яких виготовлені з кремнієвих пластин за різними технологіями.

1. M. Campbell *et al.* IEEE Trans. Nucl. Sci. **45**, 751 (1998).

## МІКРО-СТРІПОВИЙ МЕТАЛЕВИЙ ДЕТЕКТОР ДЛЯ МАС-СПЕКТРОМЕТРА

О. С. Ковальчук<sup>1</sup>, В. М. Пугач<sup>1</sup>, А. В. Чаус<sup>1</sup>, Д. І. Сторожик<sup>1</sup>,  
В. О. Кива<sup>1</sup>, О. А. Федорович<sup>1</sup>, В. М. Єршоменко<sup>2</sup>, О. В. Марійчук<sup>2</sup>, В. Л. Перевертайло<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Інститут ядерних досліджень НАН України, м. Київ

<sup>2</sup>Інститут прикладної фізики НАН України, м. Суми

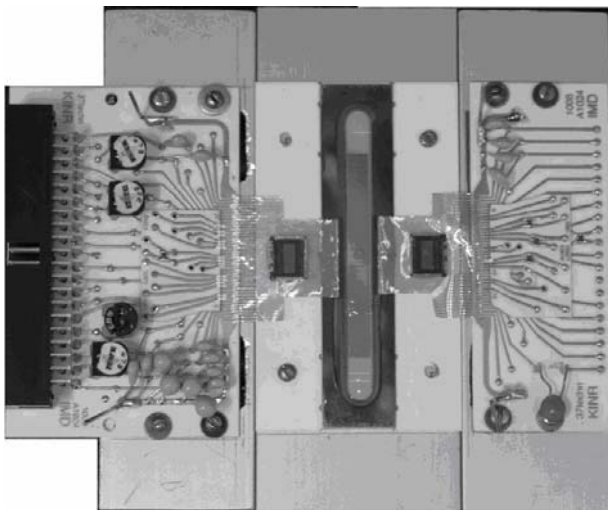
<sup>3</sup>Інститут мікроприладів НАН України, Київ

Мікро-стріповий металевий детектор (ММД) був розроблений в Інституті ядерних досліджень НАН України і успішно випробуваний на пучках альфа-частинок 32 МеВ в Інституті Макса Планка (Хайдельберг, Німеччина) та синхротронного випромінювання 20 кеВ у дослідницькому центрі DESY (Гамбург, Німеччина) [1, 2].

ММД має такі переваги: мала товщина детекторного матеріалу (1 - 2 мкм); низька робоча напруга (до 20 В); висока радіаційна стійкість (кілька гігарадіан); висока просторова роздільна здатність (~ 20 мкм).

З 2007 р. ведуться роботи по створенню електронної фокальної площини для мас-спектрометрів на основі ММД [3].

На рисунку наведено фото першого зразка такого устаткування з ММД-1024 (кількість стріпів 1024).



Прототип ММД-1024 для мас-спектрометра.

Матеріал сенсорних стріпів нікель, товщина 2 мк, ширина 40 мк, крок стріпів 60 мк (відповідно до кроку зчитувальної електроніки).

За основу системи зчитування даних ММД-1024 було вибрано 128-канальний зарядовочутливий підсилювач з мультиплексуванням сигналу VA\_SCM3 (GAMMA\_MEDICA, Oslo).

VA\_SCM3 виконує роль попереднього підсилювача та мультиплексора. Для керування роботою чіпу, а також для подальшої обробки та збереження даних розроблено відповідну електронну систему, сполучену з персональним комп'ютером. VA\_SCM3 дозволяє проводити вимірювання в чотирьох діапазонах (чотири значення коефіцієнта підсилення) та одночасно інтегрувати сигнали з 128 каналів детектора. Система зчитування обслуговує до 6 чіпів VA\_SCM3 та дозволяє програмно керувати роботою чіпів. Програмне забезпечення на основі LabVIEW дає змогу обирати час інтегрування від 1 мкс до 50 мс, перемикати режими роботи чіпів (вибір коефіцієнта підсилення, тестовий режим, режим калібрування тощо). Дані графічно відображаються на екрані та зберігаються в пам'яті комп'ютера за встановленими параметрами роботи.

Проведено тестування роботи ММД-1024 з двома мікрочіпами VA-SCM3. Виконано калібрування та налагодження системи накопичення та обробки даних для роботи з ММД-1024. Завершуються роботи по налагодженню прототипу електронної фокальної площини, адаптованого для роботи в лазерному мас-спектрометрі МС3103 ІПФ НАН України. Очікувана чутливість -  $10^{-15}$  Кл, динамічний діапазон -  $10^4$ .

1. N. van Bakel *et al.*, *The Beetle reference manual, Version 1.0*, LHCb Note 2001-046 (2001).
2. V. Pugatch *et al.*, *Proc. DIPAC 2005. Lyon (France)*, 18 (2005).
3. V.M. Pugatch, O.V. Mykhailenko, and O.M. Kovalchuk, *Proc. of the NPAE-2008, June 9 - 15, 2008 Kyiv, Ukraine*, 796 (2009).

## ДОСЛІДЖЕННЯ ХАРАКТЕРИСТИК ДЕТЕКТОРНОГО МОДУЛЯ КРЕМНІЄВОЇ ТРЕКОВОЇ СИСТЕМИ ЕКСПЕРИМЕНТУ СВМ НА ПУЧКУ ПРОТОНІВ

А. О. Лиманець<sup>1</sup>, В. М. Пугач<sup>2</sup>, Ю. Є. Сорокін<sup>2</sup>, Й. М. Хойзер<sup>3</sup>

<sup>1</sup>FIAS, Франкфуртський Університет, Німеччина

<sup>2</sup>Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

<sup>3</sup>GSI, Дармштадт, Німеччина

СВМ (Compressed Barionic Matter) — це експеримент по зіштовхуванню важких іонів (10 - 40 GeV/нуклон), що планується провести на базі прискорювального комплексу FAIR в GSI (Дармштадт, Німеччина). Метою експерименту є дослідження фазової діаграми ядерної матерії в області дуже високих баріонних густин та посередніх температур і, зокрема, спостереження фазового переходу деконфайнмента.

Трекову систему СВМ [1], що є одним із найважливіших елементів експериментальної установки, планується побудувати на базі кремнієвих мікропиксельних тамікростріпових сенсорів.

У GSI на пучку протонів 2 GeV досліджувались два види прототипних детекторних модулів (BABY DETECTORS та TRACKER BOARDS на рис. 1). Модулі виготовлено на базі двосторонніх ( $p^+ n^-$ ) мікростріпових сенсорів СВМ01. Особливістю використовуваних сенсорів є застосування в них технології зміщення punchthrough biasing [2]. При цьому використовувалась спеціально розроблена зчитувальна електроніка на базі мікрочіпа nXYTER [3] (FRONT-END BOARDS на рис. 1).

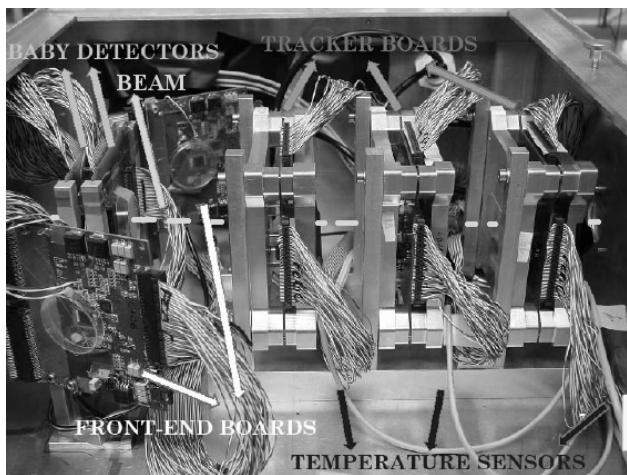


Рис. 1. Експериментальна установка для дослідження властивостей прототипів детекторних модулів на протонному пучку.

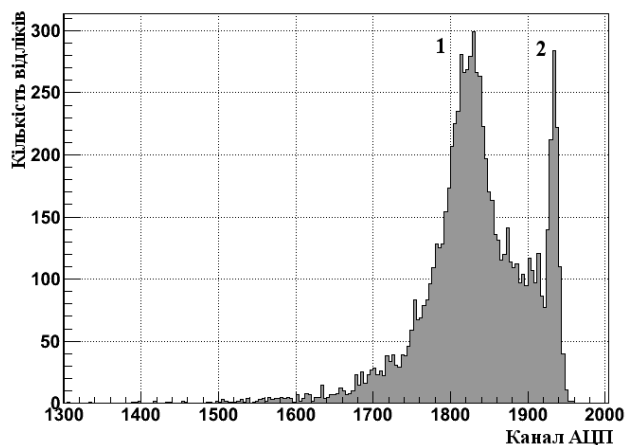


Рис. 2. Спектр амплітуд сигналів з одного зі стріпів одного із сенсорів. Амплітуда сигналу зменшується з номером каналу. 1 - пік сигналу від мінімум-іонізуючих частинок; 2 - край спектра фонових відліків (більша частина обрізана компаратором).

Було досліджено основні функціональні властивості створеного обладнання, зокрема визначено одну з найважливіших характеристик сенсорів та зчитувальної електроніки – відношення сигнал/шум. Для різних сенсорів і стріпів воно змінювалось у межах від 10 до 20. Типовий отриманий спектр амплітуд сигналів з окремого стріпа подано на рис. 2.

Більш однорідні властивості спостерігались у сенсорів СВМ02. Очікується, що сенсори типу СВМ03, які планується виготовити найближчим часом, дозволять перевищити номінальне значення сигнал/шум 15.

1. J.M. Heuser *et al.*, Nucl. Instrum. Methods **A568**, 258 (2006).
2. L. Andricek *et al.*, Nucl. Instrum. Methods **A409**, 184 (1998).
3. A.S. Brogna *et al.*, Nucl. Instrum. Methods **A568**, 301 (2006).

## МІКРОСТРІПОВІ КРЕМНІЄВІ СЕНСОРИ ДЛЯ ЕКСПЕРИМЕНТУ СВМ

В. О. Кива<sup>1</sup>, Г. М. Мельник<sup>1,2</sup>, В. М. Міліція<sup>1</sup>, Я. В. Панасенко<sup>1,2</sup>,  
В. М. Пугач<sup>1</sup>, А. О. Лиманець<sup>3</sup>, Й. М. Хойзер<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

<sup>2</sup>Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ

<sup>3</sup>Центр по дослідженням з важкими іонами, (GSI), Дармштадт, Німеччина

Експеримент для дослідження стиснутої баріонної матерії СВМ (Compressed Baryonic Matter) – це майбутній експеримент з релятивістськими важкими іонами та фіксованою мішенню на базі прискорювача SIS-300 в GSI (Дармштадт, Німеччина) [1]. Його мета – дослідити фазову діаграму квантової хромодинаміки в області високих баріонних густин та помірних температур. Для пошуку рідкісних сигналів можливого утворення нового стану речовини (кварк-глюонної плазми) необхідна висока інтенсивність ядро-ядерних взаємодій, що висуває суворі вимоги до конструкції детекторних систем.

Важливою частиною експерименту є кремнієва трекова система (КТС) для реконструкції треків та вершин розпаду частинок, а також визначення їхніх імпульсів з точністю до 1% при 1 ГеВ/с [2]. Дизайн КТС передбачає кілька детекторних станцій, розміщених у середині дипольного магніту. Станції складатимуться з модулів на основі кремнієвих двосторонніх мікростріпових детекторів.

Прототипи детекторів були розроблені у співпраці з Інститутом мікросенсорів (Ерфрут, Німеччина). Сенсори виготовлені на кремнієвих пластинах товщиною 285 мкм з використанням кремнію n-типу з питомим опором 5 кОм · см. Результати тестування перших прототипів сенсорів (СВМ01) показали наявність деяких проблем у функціонуванні сенсорів при підвищенні напруги зміщення [3]. Технологію виготовлення сенсорів було модифіковано, і нами досліджено характеристики наступного прототипу сенсорів. Сенсор, що тестувався (СВМ02-В1), має з кожного боку по 256 стріпів шириною 40 мкм, розміщених із кроком 80 мкм. Для досліджень сенсор був сполучений мікрокабелем із дискретною зчитувальною системою і розміщений у світлоізолюваному боксі. При збільшенні зворотної напруги на сенсорі струм зростає до насичення (0,5 мкА) при напрузі повного збіднення 55 В. Уже при напрузі більше 120 В струм зростає суттєво, що свідчить про неможливість використання такого сенсора при високих радіаційних навантаженнях, які будуть типовими для експе-

рименту СВМ (необхідні напруги повного зміщення становлять 300 - 500 В).

Тестування окремих стріпів та міжстріпового проміжку було здійснено з використанням  $\alpha$ -джерела,  $^{226}\text{Ra}$ . Зі зростанням зворотної напруги амплітуда сигналу зі стріпів, як і очікувалось, зростала (рисунок). У той же час сумарна амплітуда сигналів із міжстріпового проміжку знижувалась, що свідчить про небажаний перерозподіл електричного поля і, як результат, виникнення в міжстріпових проміжках з обох боків сенсора нечутливих шарів товщиною близько 10 - 15 мкм.

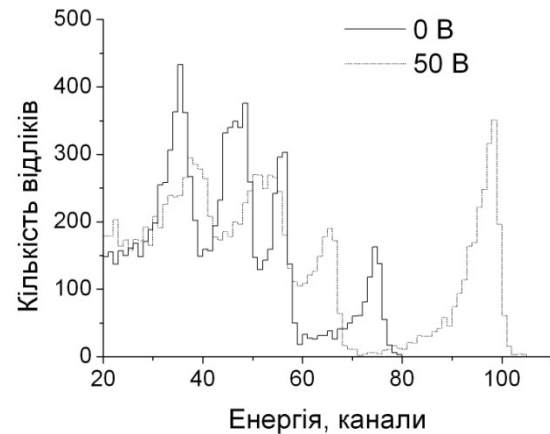


Рис. 1. Спектр  $\alpha$ -джерела  $^{226}\text{Ra}$ , виміряний з одного із стріпів СВМ02-В1 при двох значеннях напруги на детекторі.

Для симуляції мінімуму іонізуючих частинок (МІЧ) було використано  $\beta$ -джерело  $^{90}\text{Sr}$ . З неперервного спектра електронів для аналізу вибирались лише електрони в діапазоні енергій 1,5 - 2,3 МеВ. Їх енергетичний спектр характеризується розподілом Ландау. Визначене з цих досліджень відношення сигнал/шум становить величину лише 10 - 12, що є також недостатнім для використання таких сенсорів в умовах високих радіаційних навантажень (необхідний рівень сигнал/шум понад 15).

1. P. Senger, J. Phys. Conf. Ser. **50**, 357 (2006).
2. J.M. Heuser *et al.*, Nucl. Instrum. Methods **A568**, 258 (2006).
3. М.С. Борисова *та ін.*, Щорічник ІЯД НАН України, (Київ, 2008), 88.

THE FIRST PROTON COLLISIONS IN THE LHCb EXPERIMENT

O. Y. Okhrimenko<sup>1</sup>, V. M. Pugatch<sup>1</sup>, V. M. Iakovenko<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv  
<sup>2</sup>LAL, Orsay, France

The LHCb experiment is the forward spectrometer and one of the four huge experiments located at the LHC. The main aim of the LHCb is precise measurement of the CP-violation and researching of the B-meson rare decays.

The LHCb, as high energy physics detector, consists of following parts: Vertex Locator (VELO), Inner and Trigger Trackers (IT, TT) and Outer Tracker to reconstruct tracks of charge particles and they decay vertexes and to separate Primary (proton-proton collisions) and Secondary (B-mesons decay) Vertexes (PV, SV); Magnet to measure charge particle momentum; Cherenkov Detectors (RICH1, RICH2) to separate kaons and pions; Hadronic and Electromagnet Calorimeters (HCAL, ECAL) to measure the particles energy; Muon detector to detect the muons (Fig. 1).

The first proton-proton collisions ( $\sqrt{s} = 900$  GeV) at the LHCb have occurred on Nov. 23, 2009 at 18:00 o'clock. At Dec.14, 2009 protons with  $\sqrt{s} = 2.36$  TeV were being collided. During 2009 year LHC operational period ~350 k proton collision events are recorded. Detector's hits and reconstructed tracks from p-p collisions are shown in Fig. 1.

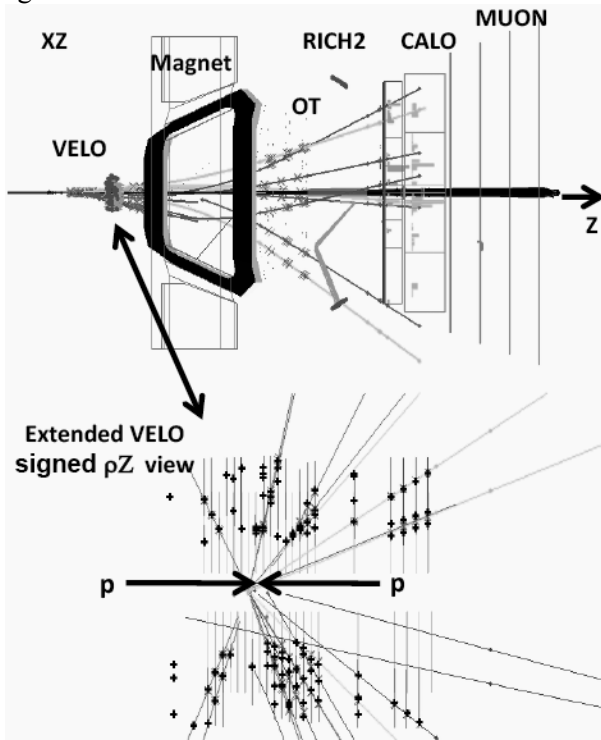


Fig. 1. The LHCb detector: hits and reconstructed tracks from protons collision on Nov. 23<sup>d</sup>, 2009.

It should be noted that silicon detectors (VELO, IT and TT) are powered on only in case of the stable beam to avoid burning of front-end electronics. The IT Radiation Monitoring System built at KINR has recorded some spikes of the radiation load on sensitive sensors during the beam scan on Dec 03, 2009 (Fig. 2).

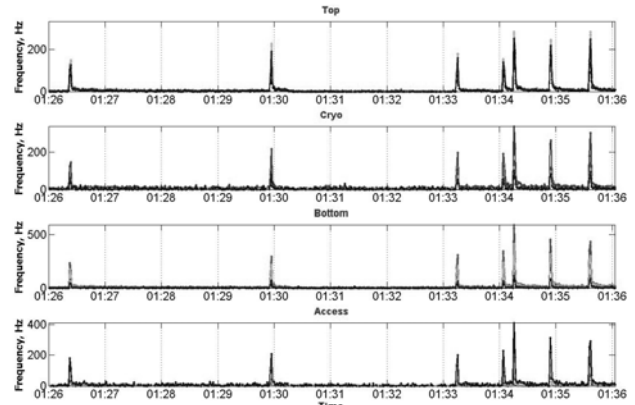


Fig. 2. Spikes in the radiation load on LHCb Si-sensors recorded by the IT RMS on Dec. 03<sup>th</sup> 2009.

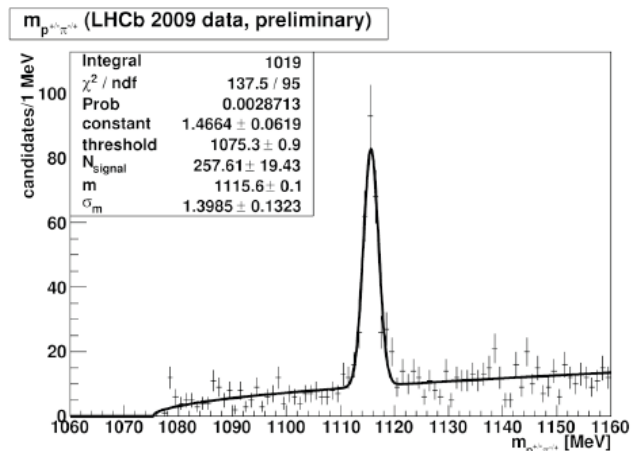


Fig. 3.  $\Lambda$  reconstructed invariant mass.

The first particles, notably  $K_S$  and  $\Lambda$ -hyperons were reconstructed from obtained collision data. The invariant masses of reconstructed particles are in a good agreement with PDG values. As example, in Fig. 3 reconstructed  $\Lambda$ -hyperons invariant mass from  $\Lambda \rightarrow p^{+/-} \pi^{+/-}$  decays is shown. So, the reconstruction work with real data has started.

In summary, all LHCb subdetectors work with a good performance and are ready for a data taking. The next start of the LHC is foreseen on February 14<sup>th</sup>, 2010. It is planned to operate 2010 year with  $\sqrt{s} = 3.5$  TeV protons collision and to reach  $\sqrt{s} = 7$  TeV on the end of the next year.



**THE FIRST LHC BEAM IMPACT  
MEASURED BY THE LHCb RADIATION MONITORING SYSTEM**

**O. Y. Okhrimenko<sup>1</sup>, V. M. Pugatch<sup>1</sup>, V. M. Iakovenko<sup>1,2</sup>**

<sup>1</sup>*Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv*  
<sup>2</sup>*LAL, Orsay, France*

The Radiation Monitoring System (RMS) [1] for the LHCb Inner Tracker (IT) is based on Metal Foil Detector (MFD) technology. The principle of operation of the RMS is the secondary electron emission (SEE) from metal foil surface (10 - 50 nm) caused by impinging charge particles. The positive charge at the metal foil caused by SEE is read out by sensitive Charge Integrator (ChI). The ChI is equipped by voltage-to-frequency convertor to make dynamic range  $10^6$ . The RMS output frequency is proportional the foil charge (1 Hz corresponds to 10 fC). To produce 10 fC from the RMS sensor ( $11 \times 7.5 \text{ cm}^2$ ) 30 MIPs per  $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  are required. The main RMS goal is monitoring of the radiation load on the IT silicon sensors. The RMS can monitor charge particle fluxes, only, exceeding  $10^2 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ .

The RMS consists of 4 modules each containing 7 sensors; the size of an each sensor is  $11 \times 7.5 \text{ cm}^2$ . These modules are located at the IT-2 station around the Beam Pipe as shown in Fig. 1. The distance from Interaction Point (IP-8) to IT-2 station is  $\sim 8 \text{ m}$ .

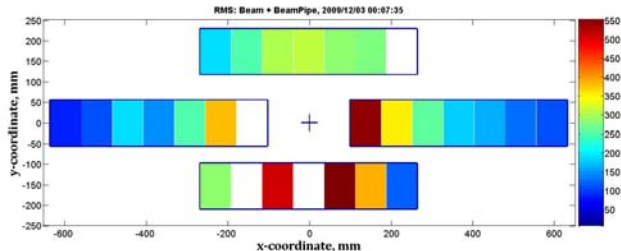


Fig. 1. The RMS sensor's response distribution on radiation (colorbar (online) in Hz).

During the year 2009 the work has been performed to improve the read-out software based on PVSS II framework. The radioactive source  $^{90}\text{Sr}$  ( $\sim 30 \text{ MBk}$ ) was used to check the RMS performance. The expected response of  $\sim 8 \text{ kHz}$  per sensor has been measured.

The first LHC beam (protons, 450 GeV) impact was detected by RMS on Dec. 03, 2009. It happened during aperture scan, when beam touch the Beam-Pipe and the charge particle fluxes were enough to produce an observable signal. Rates and rate distribution from RMS sensors are presented in Fig. 1. According to the RMS data, particle fluxes have

reached up to  $1.7 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ .

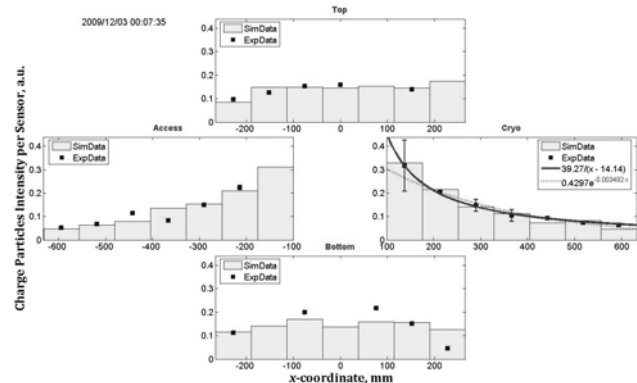


Fig. 2. The comparison of the distribution of experimental RMS sensor's response with the simulated one.

Using standard software Gauss v38r0, 1k events of 450 GeV energy protons were generated (LHCb Magnet switched on). Charge particles, only, were included in the simulation. The resulting particle fluxes distribution over sensors in comparison with data measured by the RMS is shown in Fig. 2. One can see the good agreement between two data. Also, two fits ( $\sim e^{-x}$  and  $\sim 1/x$ ) of particle flux distribution were made for the Cryo module to describe the flux dependence on a distance from the Beam Pipe. One may conclude that the charged particle flux is decreasing as  $\sim 1/x$ .

In summary, 23 out of 28 RMS sensors are operational, currently, providing the main RMS functionality. Data measured by the RMS are in a good agreement with the simulated ones.

As future plans, 5 non-operational sensors will be fixed. Monte Carlo data with protons energy up to 7 TeV will be simulated. To improve statistic 100 k events will be generated. Also read-out electronics upgrade with TERA08 microchip is foreseen.

1. V. Pugatch *et al.*, *Radiation Monitoring System for the LHCb Inner Tracker*, LHCb Note 2007-062.

**ПРОТОТИП ЕЛЕКТРОННОЇ ФОКАЛЬНОЇ ПЛОЩИНИ МАС-СПЕКТРОМЕТРА НА ОСНОВІ МЕТАЛЕВОГО МІКРОПІКСЕЛЬНОГО ДЕТЕКТОРА**

**В. М. Пугач<sup>1</sup>, О. С. Ковальчук<sup>1</sup>, О. Ю. Охріменко<sup>1</sup>, В. М. Єрмоєнко<sup>2</sup>, В. Ю. Сторіжко<sup>2</sup>, С. М. Хоменко<sup>2</sup>, А. В. Шелехов<sup>2</sup>, А. В. Чаус<sup>1</sup>, М. Кемпбел<sup>3</sup>, Л. Тлустос<sup>3</sup>, К. Лопарт<sup>3</sup>, С. Поспішил<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>Інститут експериментальної та прикладної фізики, Прага, Чеська Республіка

Колаборація MEDIPIX розробила декілька версій піксельного зчитуючого чіпу для різноманітного застосування. Чіп TimePix [1] складається з (256 × 256) ідентичних пікселей (55 × 55 мкм<sup>2</sup>), зчитування з яких здійснюється за допомогою блока PIXELMAN через USB-порт комп'ютера. На рис. 1 представлено дані, одержані з металевим мікропіксельним детектором (модифікована конструкція TimePix) у фокальній площині лазерного мас-спектрометра ПФ НАН України (м. Суми).

Положення детектора, прискорювальна напруга та магнітне поле встановлювались для спостереження двократнозаряджених іонів ізотопів цирконію з енергією 12,3 кеВ.

Номер пікселів по горизонталі відповідає масі зареєстрованих іонів, у той час як їхній номер по вертикалі відображає апертуру щілини, що формує іонний пучок (рис. 2).

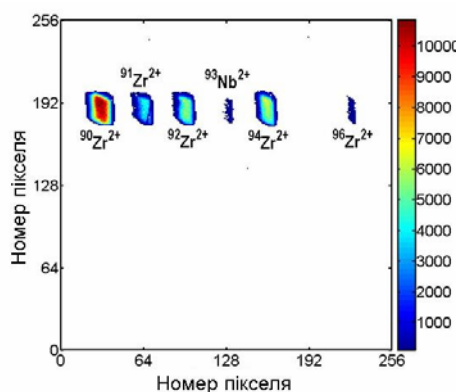


Рис. 1. Зображення ізотопного розподілу двозарядних іонів цирконію/ніобію.

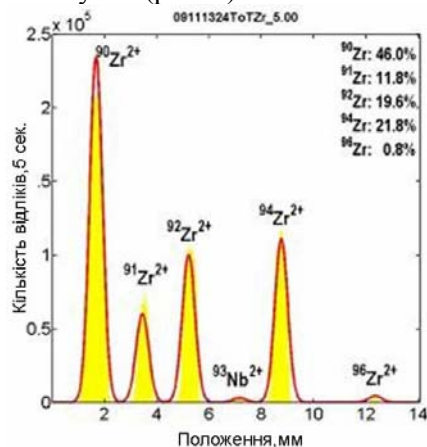


Рис. 2. Ізотопний розподіл (проекція даних з рис. 1 на горизонтальну вісь) двозарядних іонів цирконію.

Розподіл відгуку детектора TimePix від позиції іонів ізотопи цирконію (ІПФ Суми, Лис09)

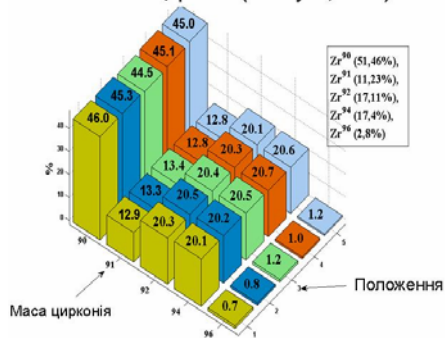


Рис. 3. Ілюстрація однорідності відгуку металевого мікропіксельного детектора в п'яти довільно вибраних ділянках його поверхні.

Однорідність відгуку різних пікселів було досліджено переміщенням зображення іонів цирконію по поверхні TimePix. Результати (рис. 3) свідчать про досягнення 1 %-ного рівня флукту-

ації відгуку, що є достатнім для формування на основі такого детектора електронної фокальної площини.

Отже, уперше у світовій практиці створено прототип електронної фокальної площини на основі мікропіксельних металевих детекторів – «електронна фотоплатівка», яка відображає ізотопний розподіл майже миттєво в режимі ‘on-line’. Одержані результати свідчать про значний потенціал приладів такого типу. Окрім очевидних переваг вимірів у реальному часі, це створює нові можливості для підвищення технічних характеристик мас-спектрометрів (фокусування, юстування тощо).

1. X. Llopert, R. Ballabriga, M. Campbell *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **A581**, 485 (2007).

## THE LIGHT YIELD CHARACTERISTICS COMPARING OF THE SCINTILLATION MATERIALS WITH GAMMA QUANTA

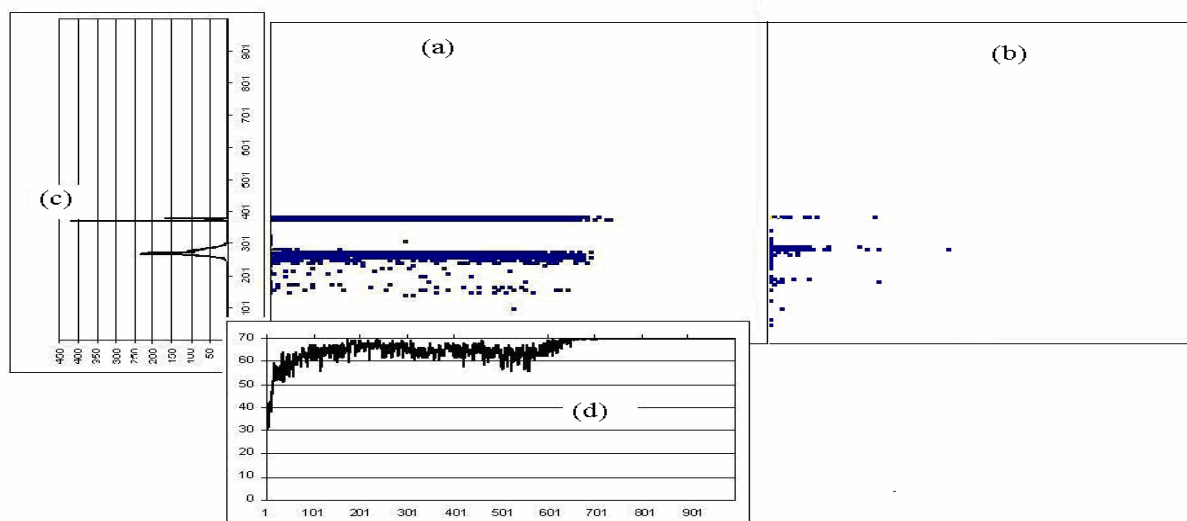
I. P. Dryapachenko<sup>1</sup>, E. M. Mozhzhukhin<sup>1</sup>, V. I. Salo<sup>2</sup>, O. I. Voronov<sup>2</sup>

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

<sup>2</sup>*STC Institute single crystals, Kharkiv*

The neutron is one of two fundamental particles – nucleons in atomic nucleus – plays a critical role in the nuclear processes – from fission of heavy nuclei to fusion of the lightest nuclei. Scintillators are most used as the neutron detectors. The interaction of neutrons with their material causes a flash of light of the different wavelength. There is discussed in this paper the experimental method for identifying, measuring and comparing the effectiveness of the registration of the fast neutrons and  $\gamma$ -quanta in mixed radiation fields which are generating by an accelerator beams.

The correlation method was designed and verified for investigation of the manyparticles nuclear reactions with fast neutrons in exit channel [1]. Such multiparameter method allows a reliable identification of the effect and obtaining of the reliable quantitative results. Method “debugging” is possible and conveniently to carry out with the  $^{60}\text{Co}$ -source of the  $\gamma$ -cascade radiation by using of a second scintillation detector, which replaces the «start» detector that is needed when working on the beam accelerator. In doing so, these will saved (identified) all recorded in the experiment parameters.



Two-dimensional information spectrum about the coincidence of two detectors.  
Axis “X” – an photomultiplier amplitude spectrum. Axis “Y” – the coincidences time spectrum.

First, it refers to the parameters of the investigated scintillators. It is shown in Figure, *b* a two-dimensional spectrum of statistical information on  $\gamma\gamma$ -coins (Figure, *c*) for a source  $^{60}\text{Co}$  which was measured by two scintillation detectors. The first simulates the «start» signal (FEU-30 photomultiplier in optical contact with the stilben crystal  $\text{O}50\text{mm} \times 50\text{mm}$ ), and the second one («stop») provides by Hamamatsu R7056 photomultiplier in optical contact with one of the investigated KDP-crystals. Figure, *a* shows a similar spectrum, but stilben with close sizes ( $\text{O}30\text{mm} \times 10\text{mm}$ ) is used instead of KDP-crystal to calibrate method. Namely, it is “band” which represents the true  $\gamma\gamma$ -coins from  $^{60}\text{Co}$  for the continuous bremsstrahlung electrons which were registered in scintillator. When it is considered the long-known ratio of

the light flashes amplitudes of electrons ( $\gamma$ -quanta), and the impact of protons (neutrons) in the fast organic scintillator (stilben, plastic), we can consider that the amplitude spectrum edge for  $^{60}\text{Co}$ -“band” (Figure, *d*) appropriates of 3 MeV neutron energy. It is a “start” point for search and tests of new scintillators based on KDP-crystals ( $\text{KH}_2\text{PO}_4$ ,  $\text{KD}_2\text{PO}_4$ ,  $\text{NH}_4\text{H}_2\text{PO}_4$ ) which would be used in mixed radiation fields of neutrons and  $\gamma$ -quanta.

1. I.P. Dryapachenko and E.M. Mozhzhukhin, *Yaderni ta radiacijni tehnologii* **4**, № 2, 76 (2004).
2. I. Dryapachenko, E. Mozhzhukhin, V. Salo, and O. Voronov, *Book of Abstracts “LUMDETR 2009”* (Krakow, Poland, 12 - 17 July 2009), 307.



## МНОГОФУНКЦИОНАЛЬНЫЙ ЦИФРОВОЙ МОДУЛЬ

А. Н. Ковалев

*Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев*

Разработан многофункциональный цифровой модуль (далее модуль) для использования в качестве отладочного инструмента разработчика, позволяющего программным путем макетировать цифровые встраиваемые системы и таким образом существенно ускорить и удешевить процесс проектирования. Кроме того, на основе модуля могут создаваться специализированные цифровые устройства ядерной электроники с гибкой архитектурой.

Структурная схема модуля показана на рис. 1.

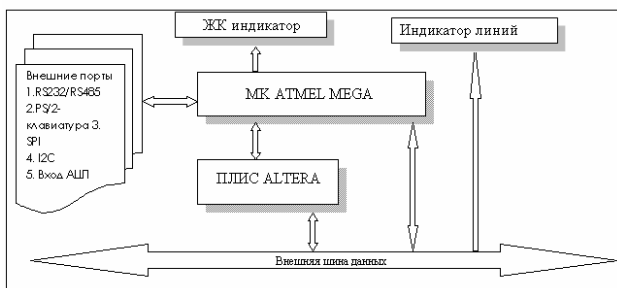


Рис. 1. Структурная схема модуля.

Она состоит из программируемой логической интегральной схемы (ПЛИС) Altera и программируемого микроконтроллера MEGA. Дополнительными элементами являются блоки внешних портов, знаковосинтезирующий жидкокристаллический (ЖК) индикатор и индикатор состояния линий. Основные технические характеристики модуля:

поддержка шины ISA;

организация прерываний IRQ3, IRQ4, IRQ5, IRQ7, IRQ10, IRQ11 на шину ISA с заданным интервалом времени;

отображение данных записи/чтения по указанному адресу на двухстрочном 24-разрядном ЖК индикаторе;

отображение текущих установок модуля на ЖК индикаторе (адрес, данные, количество циклов, инкремент/декремент, номер прерывания и т.п.);

отображение текущих прерываний шины ISA на светодиодной шкале;

управление модулем может осуществляться как с клавиатуры, так и через порт RS-232 или RS-485;

максимальная скорость обмена данными по последовательным портам, 921,6 кБит/с;

длина линии связи по RS-232 - 30 м, по RS-485 - 300 м;

управление устройствами с инструментальными интерфейсами SPI и I2C;

оцифровка сигналов 10-разрядным амплитудно-цифровым преобразователем с временем преобразования до 15 тыс. выборок в секунду, абсолютной погрешностью  $\pm 2$  МЗР и интегральной нелинейностью  $\pm 0,5$  МЗР.

Конструкция модуля показана на рис. 2.

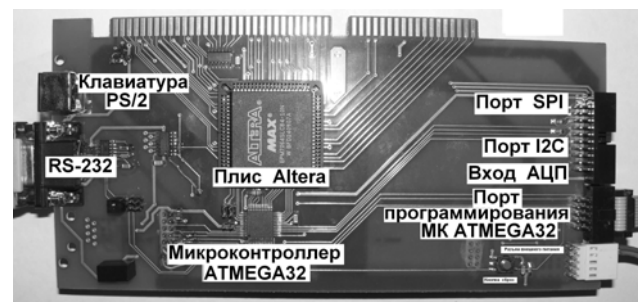


Рис. 2. Конструкция модуля.

На основе модуля разработано четырехканальное устройство счета импульсов, структурная схема которого представлена на рис. 3.

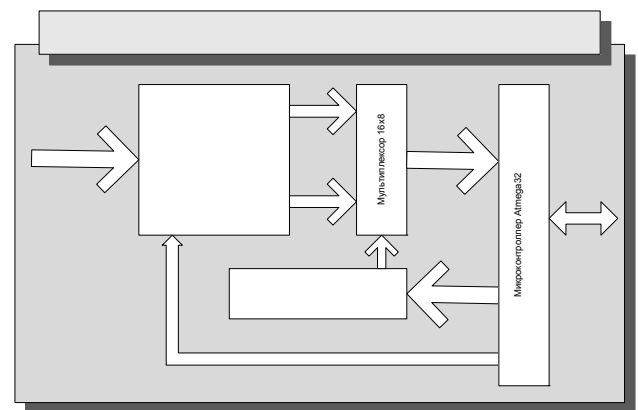


Рис. 3. Структурная схема четырехканального устройства счета импульсов.

В устройстве реализовано четыре 32-разрядные счетчики и соответствующие схемы управления. Микроконтроллер Atmega32 осуществляет общее управление и побайтное считывание кода со счетчиков. Полученные байты преобразуются в 32-разрядные слова, представленные в 16-й форме. Подготовленные данные выдаются в порт ПК в ASCII кодах. Для связи устройства с компьютером используется штатное программное обеспечение «Терминал».

**ПРІОРИТЕТНЕ ОБСЛУГОВУВАННЯ В КОМП'ЮТЕРНИХ МЕРЕЖАХ З КОНКУРЕНТНИМ ДОСТУПОМ**

**А. П. Войтер<sup>1</sup>, С. Г. Бунін<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

<sup>2</sup>Національний технічний університет "Київський політехнічний інститут", Київ

Недоліком мереж з конкурентними протоколами є рівноправний доступ абонентів до каналу, що не дозволяє організувати при необхідності певний пріоритет передачі для одного або групи абонентів. У даній роботі запропоновано протокол, що базується на часовій локалізації конфліктів та забезпечує перевагу для виділених абонентів по затримці повторної передачі при збереженні принципів конкурентного доступу [1].

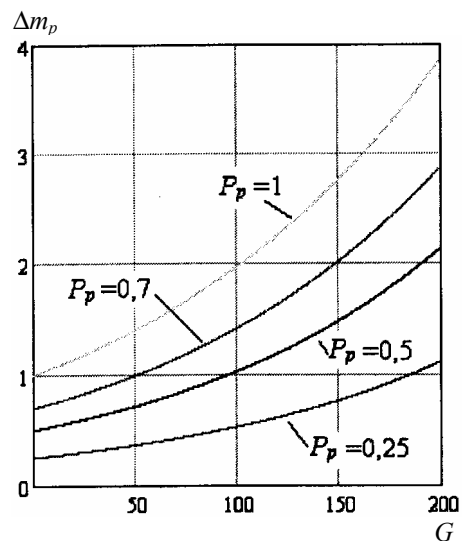
У протоколі пріоритетного обслуговування часовий поділ моноканалу між групами абонентів здійснюється таким чином, що час передачі кожної групи не перетинається й конфлікти можливі тільки в межах однієї групи, а не між всіма абонентами мережі. Фактично в кожному циклі передачі має місце поділ моноканалу на  $n$  віртуальних моноканалів і відповідно поділ всієї мережі на таку ж кількість кластерів. Це досягається шляхом доповнення стандартних процедур гнучкого протоколу МДКН наступною процедурою поділу трафіку: кожен абонент, що виявив моноканал вільним, при необхідності передачі здійснює її з імовірністю  $p = (n^{-1})$  (при цьому безконфліктно з імовірністю  $P_s = \exp(-aG/n)$ , де  $a$  – інтервал вразливості,  $G$  – інтенсивність трафіку) або ж з імовірністю  $1-p$  приймає рішення, що моноканал для нього залишається зайнятим і повторює спробу передачі, як і передбачено базовими процедурами. Отже, має місце локалізація конфлікту в кожному віртуальному моноканалі, де інтенсивність трафіку дорівнює  $G/n$ .

Пропонований протокол вимагає відокремлення трафіку  $rG$ , ( $0 < r < 1$ ), який генерують пріоритетні абоненти, від загального трафіку мережі таким чином, що часовій локалізації конфліктів підлягає решта трафіку  $(1-r)G$ .

Абоненти пріоритетної групи на відміну від інших абонентів мережі починають передачу з імовірністю  $P_p > p$ , або зовсім не виконують додаткової протокольної процедури у випадку надання абсолютного пріоритету, коли  $P_p = 1$ . Зазначену ймовірність можна інтерпретувати як коефіцієнт пріоритету.

Побудовано математичну модель роботи протоколу для оцінки його ефективності. Зокрема,

отримано залежність  $\Delta t_p(G, P_p)$  для визначення переваги по затримці повторної передачі абонентів пріоритетної групи в порівнянні з роботою в некластеризованій мережі та в порівнянні з абонентами непріоритетних груп у кластеризованій мережі.



Ефективність протоколу по затримці повторної передачі.

На рисунку показано приклад результатів розрахунку  $\Delta t_p(G, P_p)$  для чотирьох значень  $P_p$  при  $a = 0,01$  та  $n = 4$ . Досліджено також характер впливу локалізації з пріоритетним доступом на сумарну затримку передачі пакетів як для пріоритетних, так і для непріоритетних абонентів.

Запропонований протокол забезпечує для пріоритетних абонентів суттєву перевагу по затримці повторної передачі, наприклад, як показано на рисунку, при  $G = 150$  та  $P_p = 0,7$  така перевага майже подвійна, а при абсолютному пріоритеті з ростом інтенсивності трафіку перевищує потрійну.

1. А.П. Войтер и С.Г. Бунин, *Труды. 19-й Межд. Крымской конф. "СВЧ техника и телекоммуникационные технологии"* (Севастополь, 2009).

## ІНДИВІДУАЛЬНА АВТОМАТИЗОВАНА ІНФОРМАЦІЙНА СИСТЕМА “ШТАТИ”

Л. О. Головач

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

Індивідуальна інформаційна система “Штати” призначена для автоматизованого ведення фінансового обліку інституту. Система “Штати” розроблена на персональному комп’ютері з операційною системою Windows XP та з використанням системи керування базами даних Microsoft Access. Важливе значення для машинної обробки має форма подання інформації. Система MS Access належить до так званих об’єктно-орієнтованих систем. Об’єктами в системі є таблиці, запити, форми, звіти, макроси і модулі. Визначення цих об’єктів, заповнення їх певною інформацією дає можливість створення індивідуальної бази. У даному випадку всі первинні дані, що пов’язані зі штатним розкладом, вводяться в електронні таблиці. Кожна таблиця містить інформацію певного типу. Так, наприклад, таблиця “Штати” має таку структуру: у кожному запису (рядку), що належить до штатної одиниці, є такі поля (стовпчики): Прізвище, Код підрозділу, Код посади, Наукова ступінь, Оклад, Усі надбавки, Усі доплати тощо. Таблиця “Підрозділи” має такі поля: Код підрозділу, Назва повна підрозділу, Назва скорочена. Таблиця “Посади” має такі поля: Код посади, Назва повна посади, Назва скорочена тощо.

Дані в таблицях легко доповнювати, редагувати. За їх достовірність відповідає користувач системи.

Подальша робота з базою даних відбувається через запити. За допомогою запитів є можливість змінювати, видаляти будь-яку інформацію з бази даних, а головне, проводити розрахунки за певними алгоритмами. Запит – об’єкт, який дає змогу користувачу отримати потрібні дані з однієї або декількох таблиць. У більшості випадків з набором записів можна працювати так само, як із таблицею: можна проглянути й відібрати інформацію, роздрукувати й поновити дані. Але на відміну від реальної таблиці цей набір записів фізично не існує в базі даних. Запити є найкращим способом виділення даних, необхідних для вирішення визначеного завдання. Запити можуть слугувати джерелами даних таких елементів керування, як список і поле зі списком, що спро-

щує введення даних. Можна виконувати обчислення з будь-якими полями таблиці й зробити обчислюваний вираз новим полем у наборі записів. Для цього використовуються вбудовані функції Access. Окрім цього, поля запиту можуть містити дані, що отримані за допомогою арифметичних операцій над полями таблиці. Обчислюване поле може також містити результат об’єднання значень текстових полів або рядкових (текстових) констант. Проблеми, що тут виникають, вирішуються в процесі розробки системи. Так, наприклад, коли одержується підсумок за рядком (місячний фонд зарплати), треба враховувати, що ця інформація може належати як до однієї ставки, так і до півставки або декількох ставок.

R1:

$$\text{If}([\text{Ставка}] = 0,5); [\text{СкладНапруж}];$$

$$([\text{Ставка}] * [\text{СкладНапруж}])$$

R2:

$$\text{If}([\text{Ставка}] = 0,5); [\text{ВисДосяг}];$$

$$([\text{Ставка}] * [\text{ВисДосяг}])$$

R3:

$$\text{If}([\text{Оклад}] = 0); 0; [\text{Ставка}]$$

ФМ (зарплата):

$$([\text{Оклад}] * [\text{Ставка}] + 0,49) \setminus 1 + \text{NZ}([\text{НаукСтупінь}] * [\text{Ставка}] + 0,49) \setminus 1 + \text{NZ}([\text{Класність}] * [\text{Ставка}] + 0,49) \setminus 1 + \text{NZ}([\text{Шкідливість}] * [\text{Ставка}] + 0,49) \setminus 1 + \text{NZ}([\text{НСтаж}] * [\text{Ставка}] + 0,49) \setminus 1 + \text{NZ}([\text{ВчЗвання}] * [\text{Ставка}] + 0,49) \setminus 1 + \text{NZ}([\text{ВислРоків}] * [\text{Ставка}] + 0,49) \setminus 1 + \text{NZ}([\text{Секрет}] * [\text{Ставка}] + 0,49) \setminus 1 + \text{NZ}([\text{R1}]) + \text{NZ}([\text{R2}])$$

Запити і таблиці використовуються при формуванні звітів. Звіт – це гнучкий та ефективний засіб для організації даних при виведенні на друк. За допомогою звіту є можливість вивести необхідні відомості в тому вигляді, в якому потрібно. Для даної системи “Штати” вихідною інформацією є різні форми штатного розкладу інституту та різні форми змін до штатного розкладу у зв’язку з плановими змінами джерел та обсягів фінансування. Перевагою електронних звітних форм є те, що завдяки ним значно підвищується точність розрахунків і їх неможливо змінити, не змінивши первинні дані. Таким чином, зростає надійність і достовірність даних.

## ФУТПАД – НОВОЕ УСТРОЙСТВО ДЛЯ УПРАВЛЕНИЯ ПЕРСОНАЛЬНЫМ КОМПЬЮТЕРОМ С ПОМОЩЬЮ НОГ

А. М. Соколов

*Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев*

В добавление к традиционным средствам управления персональным компьютером – клавиатуре и мышке, почти достигшим предела в своем совершенствовании, предлагается новое устройство-манипулятор ПК. Разработанное устройство предназначено для управления компьютером небольшими движениями ступней ног и представляет собой две своеобразные педали. По существу новое устройство, названное футпадом (footpad), представляет собой специализированную клавиатуру, управляемую ногами.

Футпад дает возможность подать в ПК управляющие команды из относительно небольшого набора. Набор этих команд составляют специально выбранные, часто применяемые команды, которые могут быть поданы и с помощью клавиатуры или мышки. Иначе говоря, футпад дублирует некоторые важные команды клавиатуры и мышки и позволяет во многих ситуациях сделать руки свободными, освободив ту, что управляет мышкой. В набор команд футпада могут, например, входить команды управления курсором, скроллинг, левая и двойная левая кнопка мышки.

При подключении футпада к ПК возможности управлять ПК с помощью клавиатуры и мышки полностью сохраняются. Сочетание футпада с традиционными клавиатурой и мышкой (как на рисунке) создает более комфортные условия работы за компьютером. Можно, например, если требуются большие перемещения курсора, управлять им с помощью мышки, а нажатие левой кнопки, двойной левой или прокрутку делать с помощью футпада. Если требуются в основном небольшие перемещения курсора, то и их удобно делать, применяя футпад. Такие условия часто бывают при работе в интернете, в программах с развитыми меню. С помощью футпада удобно запускать программы, открывать папки и отдельные документы, просматривать текст или набор изображений. Футпад предоставляет полезные возможности в самых разных ситуациях.

Основной вариант конструкции футпада имеет восемь управляющих кнопок и обеспечивает

восемь команд управления компьютером. Две ступни ставятся на две педали. Относительное положение педалей достаточно произвольное. Педали можно перемещать по полу, двигая их ногами (ногам в этом помогают специальные упоры), и подбирать удобное для ног положение. Нажимание кнопок, а значит, подача команд, производится небольшим движением стопы без отрыва ее от поверхности педалей. Стопа просто стоит на педали, совершая еле заметные движения. Конечно, при желании можно несколько изменить положение ступни на педали, выбирая для нее более удобное положение. Если чаще требуются команды, которые можно подать одной ногой, то другую, при желании, можно убрать с педали и дать ей полностью расслабиться, а при необходимости требуемую от нее команду можно подать, например, с помощью мышки. Можно убрать и обе ноги с педалей футпада и таким образом перейти на привычный способ управления компьютером с помощью клавиатуры и мышки.



При работе на ПК в среде Windows для футпада не требуется специальное программное обеспечение. Драйвером для него может служить драйвер клавиатуры. Конструкция футпада проста и технологична.

## Анотації робіт з атомної енергетики

### 50 РОКІВ ЕКСПЛУАТАЦІЇ ДОСЛІДНИЦЬКОГО ЯДЕРНОГО РЕАКТОРА ВВР-М

І. М. Вишневський, В. І. Слісенко, В. М. Макаровський

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

12 лютого 2010 р. минає 50 років з дня фізичного пуску дослідницького ядерного реактора ІЯД НАН України, першого ядерного реактора в Україні.

Дослідницький ядерний реактор ВВР-М споруджено в рамках загальнодержавної програми створення на території колишнього СРСР мережі регіональних ядерних центрів з ядерними реакторами. Реактор є однією з останніх вдалих модифікацій водо-водяних реакторів. Він відзначається простою конструкцією, зручностями проведення експериментів, відносно невеликою вартістю, низькими експлуатаційними витратами, надійністю та безпекою в роботі.

Реактор ВВР-М служить дослідницькою базою для багатьох наукових, науково-технічних та освітянських закладів.

За 50 років роботи реактора на ньому було виконано значний обсяг наукових досліджень з питань ядерної і нейтронної фізики, атомної енергетики, радіаційного матеріалознавства, фізики конденсованого середовища, радіаційної фізики напівпровідників, радіобіології, медицини.

Для підвищення безпеки реактора за роки його експлуатації було повністю чи частково модернізовано всі системи реактора. Зокрема було створено та введено в дію: систему контролю і фізичного захисту реактора; сховище неопроміненого ядерного палива; систему пожежного сповіщення; сучасний промислово-технічний комплекс автоматичного регулювання, контролю, управління й захисту реактора; систему радіаційного контролю; система поводження з відпрацьованим ядерним паливом; систему переробки рідких радіоактивних відходів; модернізовані перший та другий контури реактора, електрокабельне господарство, систему аварійного електропостачання, тощо.

Обладнання систем, важливих для експлуатації реактора періодично проходить обстеження за спеціальною програмою, узгодженою регулюю-

чим органом, після чого приймається рішення експлуатуючої організації про можливість продовжити експлуатацію такого обладнання. Рішення узгоджується з Комітетом ядерного регулювання України.

У 2009 р. було виконано переоцінку безпеки дослідницького ядерного реактора та отримано ліцензію на його експлуатацію до 2014 р.

НАН України впродовж останніх 10 років має плідну співпрацю з Міністерством енергетики (МЕ) США та його лабораторіями, найбільш вагомими результатами якої для ІЯД НАН України є створення фізичного захисту дослідницького реактора та ядерних матеріалів, Навчального центру з фізичного захисту, обліку та контролю ядерних матеріалів, а також модернізація системи поводження з відпрацьованим ядерним паливом.

У квітні 2003 р. НАН України позитивно відгукнулась на пропозицію МЕ США стосовно до можливості переведення дослідницького реактора ІЯД НАН України на низькозбагачене ядерне паливо (НЗЯП).

У 2004 р. за контрактом з американською стороною виконано аналіз та розрахунок можливості використання існуючої зони реактора без її конструктивних змін для завантаження НЗЯП. Одержано позитивні висновки можливості завантаження в реактор НЗЯП без конструктивних змін зони реактора і практичної досяжності існуючих у реакторі нейтронних потоків. ІЯД НАН України отримав дозвіл Держатомрегулювання України на використання НЗЯП у дослідницькому ядерному реакторі ВВР-М.

У 2008 р. за фінансової підтримки МЕ США першу партію НЗЯП у кількості семи потрійних і 12 одиничних збірок було придбано в Російській Федерації. Придбана партія НЗЯП забезпечить роботу реактора протягом 1500 год. Тобто реактор у свій ювілейний рік буде працювати на номінальній потужності.

**МОДЕРНІЗАЦІЯ СИСТЕМИ ПОВОДЖЕННЯ З ВІДПРАЦЬОВАНИМ ЯДЕРНИМ ПАЛИВОМ ДОСЛІДНИЦЬКОГО ЯДЕРНОГО РЕАКТОРА ВВР-М****І. М. Вишневський, В. І. Слісенко, В. М. Макаровський***Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

До складу системи поводження з відпрацьованим ядерним паливом (ВЯП) входять: басейн тимчасового витримання ВЯП; засоби дистанційного обслуговування відпрацьованих тепло-видільних збірок (ВТВЗ); рухомий фільтруючий блок очищення води басейну витримання.

Сховище відпрацьованого ядерного палива (СВЯП-1) експлуатується від початку роботи реактора на потужності. На кінець серпня 2009 р. сховище було заповнено до максимально можливої величини (залишилося лише місце для вивантаження всіх ВТВЗ, що знаходяться в діючій активній зоні реактора).

У рамках підвищення безпеки експлуатації реактора в ІЯД НАН України з 2001 р. проводились роботи з модернізації системи поводження з ВЯП: було розроблено технічне рішення про концепцію розширення об'єму сховища тимчасового зберігання ВЯП; розроблено проект модернізації системи поводження з ВЯП; прийнято технічне рішення про проведення монтажу обладнання системи поводження з ВЯП; проведено зміни до проекту модернізації системи поводження з ВЯП у зв'язку з появою можливості застосування нових технологій і технічних засобів завантаження та транспортування ВТВЗ з реактора на завод для їх перероблення, а саме, окрім транспортних контейнерів ТУК-19 (Російська Федерація), можна також застосувати контейнери типу VPVR/M (Шкода, Чехія). Усі ці документи були узгоджені в Держатомрегулювання України.

Після проведення у 2005 - 2006 рр. тендера на виконання робіт з модернізації системи пово-

дження з ВЯП почались роботи з виконання цих заходів. У 2007 - 2009 рр. було побудовано новий басейн витримання ВЯП (СВЯП-2), виготовлено та змонтовано бак та верхній біологічний захист сховища, демонтовано стару будівлю та побудовано нову над СВЯП-2, виготовлено та введено в експлуатацію відповідні прилади, обладнання та систему в цілому.

Басейн СВЯП-2 заповнено знесоленою водою, що забезпечує біологічний захист і відвід тепла від ТВЗ шляхом конвекції. Необхідна якість води у сховищі підтримується іонообмінними фільтрами. На пульт управління реактором виведено попереджувальну звукову й світлову сигналізацію про зниження рівня води нижче встановленого значення, прилад контролю температури дистилляту, а також канали контролю появи самопідтримуваної ланцюгової реакції.

Після введення нової системи поводження з ВЯП ВТВЗ з басейну СВЯП-1 у вересні 2009 р. було вивантажено й розміщено у СВЯП-2. Це дає змогу зробити за спеціальною програмою комплексне обстеження бака СВЯП-1. За результатами комплексного обстеження вживатимуться заходи для усунення можливих виявлених недоліків.

Найвразливіший елемент системи поводження з ВЯП – це бак басейну витримання відпрацьованого палива, розгерметизацію якого усунути неможливо при наявності в ньому відпрацьованих ТВЗ. Модернізована система поводження з ВЯП усуває цей недолік, і при порушеннях у роботі одного з басейнів ВТВЗ розміщуються в іншому на час виконання ремонтних робіт.

## БАГАТОЦІЛЬОВА АВТОМАТИЗОВАНА УСТАНОВКА ДЛЯ НЕЙТРОННИХ ДОСЛІДЖЕНЬ НА ФІЛЬТРОВАНИХ ПУЧКАХ НЕЙТРОНІВ РЕАКТОРА ВВР-М

О. О. Грицай, А. К. Гримало, В. М. Венедиктов, В. В. Колотий, А. І. Кислицький, О. О. Мітюшкін, В. П. Шахов, О. О. Завадський, М. В. Капшученко

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

Розроблено, виготовлено та протестовано багатоцільову автоматизовану установку для проведення досліджень на експериментальному горизонтальному каналі ГЕК-8 Київського дослідницького реактора ВВР-М. Установка являє собою експериментальний автоматизований комплекс для проведення різнопланових нейтронних досліджень на пучках фільтрованих квазімоноенергетичних нейтронів, а саме:

1) дослідження повних нейтронних перерізів взаємодії нейтронів з ядрами на прямому пучку фільтрованих нейтронів в традиційній геометрії за методом пропускання;

2) дослідження диференційних перерізів пружного та непружного розсіяння нейтронів ядрами;

3) дослідження процесів розсіяння за участю нейтронів з  $l > 0$ ;

4) дослідження резонансних параметрів ядерних рівнів методом зсуву середньої енергії фільтрованих нейтронів за рахунок залежності енергії розсіяних нейтронів від кута розсіяння.

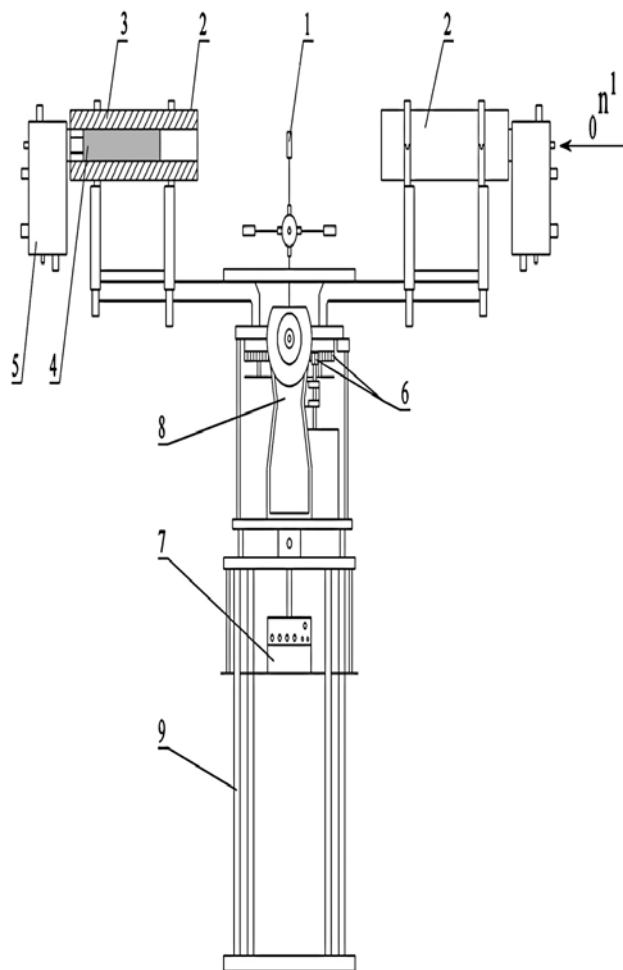
Механічною основою установки є кругова платформа, що може повертатись на будь-який кут навколо вертикальної осі. На платформі змонтовано систему реєстрації нейтронів та пристрої фіксування кутів повороту платформи відносно осі з точністю  $6'$ . Система реєстрації нейтронів залежно від експерименту може складатись з одного або двох детекторів на базі пропорційних лічильників.

Кутове переміщення платформи реалізується в межах  $0 - 345^\circ$  з кроком  $15^\circ$  та в межах  $0 - 60^\circ$  і  $180 - 240^\circ$  з кроком  $5^\circ$ . У цих режимах нейтрони реєструються двома детекторами, установленими під кутом  $180^\circ$  один до одного. Окремим режимом є робота установки в межах кутів  $0 - 60^\circ$  (передбачено можливість зменшити крок переміщення до  $2,5^\circ$ ).

Для дослідження кутових розподілів розсіяних нейтронів передбачено встановлення чотирьох зразків-розсіювачів.

Для наочності саме цей варіант компоновки установки представлено на рисунку.

При проведенні експериментальних досліджень, перелічених у пунктах 1) - 3), вимірювання реалізуються на прямому пучку нейтронів; при проведенні експериментальних досліджень, зазначених у пункті 4), вимірювання пов-



Варіант компоновки установки для дослідження кутових розподілів розсіяних нейтронів: 1 – досліджувані зразки-розсіювачі; 2 – нейтронні детектори; 3 –  $\text{V}_4\text{C}$  захист детектора; 4 – лічильник нейтронів; 5 – попередній підсилювач; 6 – механізм кутового переміщення; 7 – пульт керування установкою; 8 – електромеханічний блок; 9 – підставка

них нейтронних перерізів реалізуються на нейтронах, розсіяних зразком-розсіювачем. Для отримання набору усереднених перерізів досліджувані зразки та нейтронні детектори встановлюються під різними кутами відносно напрямку налітаючих нейтронів. Вибір кутів обумовлюється як матеріалом зразка-розсіювача, так і формою та енергією досліджуваного резонансу.

Для оптимізації часу вимірювань перед проведенням експериментальних досліджень виконується розрахункове моделювання експерименту з використанням усієї наявної ядерно-фізичної інформації.



DEVELOPMENT OF NEUTRON FILTER BEAM TECHNIQUE

O. O. Gritzay, V. V. Koloty, M. L. Gnidak, O. I. Kalchenko, V. A. Libman

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

Up-to-date level of scientific and technology development demands the high accuracy of neutron data. This high accuracy of experimental data should allow progress in development of nuclear simulation codes and in generation of evaluated nuclear data libraries, that are the basis for any transport calculations both for operating and future reactors and for nuclear technologies in medicine, industry, etc. Now, the most difficult situation with the accuracy of neutron cross sections is in the energy range from several keV to several hundreds keV. The reason is in the lack of high flux installations in the mentioned energy range. Today, a few of such installations are designed and may be used (e.g. ORELA or GELINA), but they are very expensive. There is another way to get the high accuracy neutron cross sections: to use the neutron filtered beam technique (NFBT) at the existing research reactors.

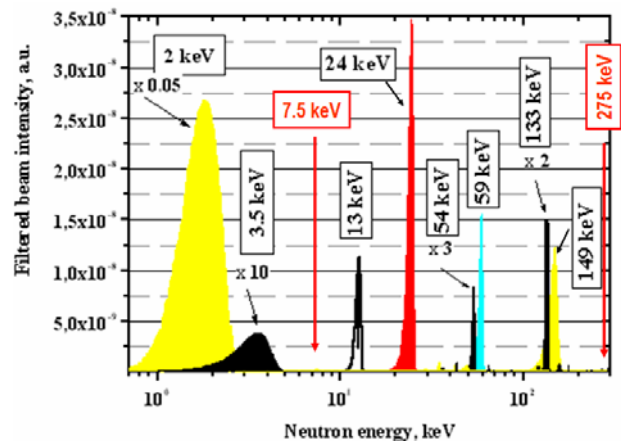
The main idea of neutron filter development is the use of large quantities of matter which nuclei have the deep interference minima in their total neutron cross sections. By transmitting reactor neutrons through thick layers of such materials, one can obtain the quasi-mono-energetic neutron lines instead of white reactor spectrum. Energy of such quasi-mono-energetic neutron lines may be situated in the range from thermal to several hundreds kilo-electron-volts, and their intensity may reach  $10^5 - 10^8 \text{ n}/(\text{cm}^2 \cdot \text{s})$ . These are essential advantages of the NFBT.

But the NFBT is possessed of demerits, namely: 1) presence of parasitic energy lines in filtered neutron spectrum; 2) presence of gamma-background. To get only one quasi-mono-energetic neutron line it is possible to use the two ways: 1) to take so thick layer of this material that only neutrons, corresponding to the most deep interference minimum, would be able to pass through it; 2) to use additional materials, for which resonance maxima in their total neutron cross sections coincide with interference minima for filter material, with the exception of the most deep interference minimum energy. To have high intensity of filtered neutron line, the second way is preferable.

The wide set of natural elements and high-pure isotopes are used as components for neutron filters in neutron physics department (NPD) at Kyiv research reactor.

Natural elements: Si, Al, V, Sc, S, Mn, Fe, Ti, Mg, Co, Ce, Cr, Rh, Cu, B, Cd, LiF.

High-pure isotopes:  $^{52}\text{Cr}$  (99.3 %),  $^{54}\text{Fe}$  (99.92 %),  $^{56}\text{Fe}$  (99.5 %),  $^{57}\text{Fe}$  (99.1 %),  $^{58}\text{Ni}$  (99.3 %),  $^{60}\text{Ni}$  (92.8 % - 99.8 %),  $^{62}\text{Ni}$  (98.04 %),  $^{80}\text{Se}$  (99.2 %),  $^{10}\text{B}$  (85 %),  $^7\text{Li}$  (90 %).



Neutron filters used in the NPD for fundamental investigations.

Availability of such wide set of materials, especially high-pure isotopes, allowed to create the unique set of neutron filters. The wide set of filter materials also allows us to modify filter parameters (purity, intensity, width, etc.) subject to the given research task. As a result of this activity, characteristics of the whole series of neutron filters were improved and today these filters are used for fundamental investigations, carried out in the NPD. Their energies and comparative intensities are shown in Figure. Energy region, which they cover, is from thermal energy (this filter is not presented in Figure) to 149 keV. Through expensiveness of high-pure isotopes, the natural elements or high-pure isotopes available in NPD are usually considered as components of new or improved filters. New filter 7.5 keV was developed; its main component is copper. Another filter is developing now in the NPD – the 275 keV filter. Main component of this filter is manganese. Energies of these filters are shown in Figure by vertical arrows. These neutron filtered lines (the intensity each of them may reach  $10^6 - 10^8 \text{ n}/(\text{cm}^2 \cdot \text{s})$ ) provide for opportunity of the neutron cross section measurements in the energy range from thermal energy to several hundreds kilo-electron volts with high accuracy:  $\sigma_{\text{tot}} < 1 \%$ ;  $\sigma_{\text{el}} < 3 - 4 \%$ ;  $d\sigma_{\text{el}}/d\Omega < 5 - 6 \%$ ;  $\sigma_{n,\gamma} < 3 - 5 \%$ .



## GENERATION OF NUCLEAR DATA CONSTANTS FOR DIFFERENT CALCULATIONS

O. Gritzay, O. Kalchenko

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

Ukrainian Nuclear Data Center (UKRNDC) was established in 1996 as a subdivision within the Department of Neutron Physics at the Institute for Nuclear Research of NAS of Ukraine, Kyiv, Ukraine. Beginning 1998, UKRNDC is the member of the Nuclear Reaction Data Centers Network under auspices of the IAEA.

All directions of the activities of the UKRNDC are presented at the Center's web-site <http://ukrncd.kinr.kiev.ua>.

There is illustrated only part of our activity, connected with the first direction – Nuclear data services for users in Ukraine – generation of nuclear data constants for different calculations, modelling and simulations.

The computational capabilities of the Center are grounded on the use of the wide and modern information base, of the verified and licensed computer codes, of the modern and high-speed computers, and of the highly skilled staff. Some of these abilities are detailed below.

Modern ENDF libraries, first of all the general purpose libraries, such as ENDF/B-7.0, -6.8, JEFF-3.1.1, JENDL-3.3, etc. These databases contain recommended, evaluated cross sections, spectra, angular distributions, fission product yields, photo-atomic and thermal scattering law data, with emphasis on neutron induced reactions.

Codes for processing these data, updated to the last versions of ENDF and other libraries. First of all these are PREPRO 2007 package (Updated March 17, 2007) and NJOY package updated to versions NJOY-158 and NJOY-253 (in 2009). These codes may give the possibilities to produce the multi-group data for needed spectrum of interacting particles (neutrons, protons, gammas) and temperatures.

Computer base of several specialized server stations, such as ESCALA-S120 (analogous to IBM-240 with RISC 6000 processor) operating un-

der OS UNIX (version AIX 5.1) and IBM PC operating under OS Linux Red Hat 7.2.

The set of PC computers joined in UKRNDC network, operating mainly in OS Windows XP and connected with mentioned server stations. Some works, namely with the use of PREPRO 2007 package, may be fulfilled only at these PCs, while more complicated calculations to generate the point-wise group data or the data for MCNP package in ACE format need to use the work of our server stations.

Qualified staff of specialists with experience of nuclear data work for many years and training in RSICC, IAEA NDS and other centers.

For demonstration, there is given an example of the last generation session, fulfilled under request of Theory of Nuclear Reactor Department of our Institute for calculations of the Travelling-Wave Reactor (TWR). The requested task consisted in the following.

It is necessary to calculate:

the averaged on fast reactor neutron spectrum;  
one group cross sections

for (n, f), (n,  $\gamma$ ) and (n, 2n) reactions;

for nuclides:  $^{238,239}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Np}$ ,  $^{239,240,241,242}\text{Pu}$ ,  $^{241}\text{Am}$ ;

at the temperature 500 K.

The energy boundaries have to be from thermal energy to 10 MeV. Information has to be prepared using all the last updated general purpose data libraries.

For these calculations it was chosen the mentioned code package PREPRO 2007, using the codes LINEAR, RECENT, SIGMA1, GROUPIE, and ENDF libraries ENDF/B-6.8, 7.0, JEFF-3.1, JENDL-3.3. Calculations were done at the IBM PC under OS Windows XP. For illustration, the results for (n,  $\gamma$ ) reaction are presented in Table.

With this way all other results were received and put into further calculation work with TWR modelling. Generation of more complicated data, namely for MCNP code, or other codes using pointwise or multigroup data, need much more complicated code NJOY and computer with RISC 6000 processor.

**The group cross sections for (n,  $\gamma$ ) reaction (in barn), averaged on fast reactor neutron spectrum**

Library/Nuclide	$^{238}\text{U}$	$^{239}\text{U}$	$^{239}\text{Np}$	$^{239}\text{Pu}$	$^{240}\text{Pu}$	$^{241}\text{Pu}$	$^{242}\text{Pu}$	$^{241}\text{Am}$
ENDF/B-6.8	1.79878	-	3.81483	1.42146	6.69106	1.24829	2.54260	3.90023
ENDF/B-7.0	1.78353	1.83843	3.81483	1.42146	6.69106	1.26101	2.54260	4.039419
JEFF-3.1	1.78184	-	3.81483	1.43080	6.66667	1.29569	2.36861	4.159853
JENDL-3.3	1.79765	-	3.80022	1.44120	6.72859	1.28300	2.33918	4.08114

## CENTRALIZED EXTRACTION GENERATOR FOR RADIOPHARMACEUTICAL $^{99m}\text{Tc}$ - PERTECHNETATE PRODUCTION ON RESEARCH REACTOR WWR-M

P. M. Vorona, V. M. Shevel

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

$^{99m}\text{Tc}$ -pertechnetate (solution of  $\text{Na}^{99m}\text{TcO}_4$ ) is one of the most required radiopharmaceuticals (RPC) in the present-day nuclear medicine. Up to 90 % of all diagnostic procedures in the world clinics are performed with its application.

The developed at INR NAS of Ukraine technology cycle of RPC production is based on the chain of transmutations:  $^{98}\text{Mo}(n, \gamma)^{99}\text{Mo} \rightarrow ^{99m}\text{Tc}$ . On the reactor WWR-M as an alternative to the conventional mobile sorption-type generators the technique of RPC production on the basis of the stationary generator mounted in the reactor hot cells is being introduced. For RPC production the most useable circuit of the centralized extraction generator (CEG) is chosen, methylethylketone (MEK) being applied as an extragent. Extraction of  $^{99m}\text{Tc}$ -pertechnetate with methylethylketone is realized from the solution  $^{99}\text{Mo} - ^{99m}\text{Tc}$  with the following evaporation of MEK and dissolution of the dry residual with 0,9% solution of NaCl.

For the practical realization of the RPC production the special processing line for the successive performing all the stages of the cycle on WWR-M reactor is created [1]. The procedures associated with the preparation of targets and inactive reagents are performed in special laboratories of the reactor. Target irradiation (reactor section) is realized in the vertical experimental channels of the reactor core. Irradiated target reprocessing (radioisotope section) is carried out on the technological equipment installed in the reactor "hot" cells (HC). In HC #1 the setup for opening the irradiated block-containers and other technological arrangements for remote handling the radioactive substances are mounted. The main equipment for extraction  $^{99m}\text{Tc}$ -pertechnetate (extraction column, evaporator, cooler, electromagnetic valve, etc.) and the detector of the radiometric device for  $^{99m}\text{Tc}$  activity measuring in the evaporator are installed in the protective box of HC # 2. The complementary equipment providing the transport of liquids and operation of all the system (micropump, thermostat, power supply of electromagnetic valves, control panel for the complementary equipment) is

installed in the operator hall (outside the box) to simplify the maintenance. RPC packing and sterilization section is also mounted in the operator hall in the separate glove box. Bactericidal lamp and packaging unit are in the box.

Sterilization of the obtained solution is realized by bacterial filtering in aseptic conditions using membrane filters. The solution is packed into curled sterile vacuum vials for medical applications with special injector.

The test lot of  $^{99m}\text{Tc}$ -pertechnetate is produced. Preparation ( $\text{Na}^{99m}\text{TcO}_4$  solution in 5 ml curled sterile vacuum vials with the activity of 96.0 MBq) was pre-clinically investigated on animals at the Institute of Oncology of AMS of Ukraine. The results of investigations showed the consistency of the preparation characteristics with the requirements of the normative document for medical preparations [2].

Such a CEG is planned to provide medical institutions (clinics) of Kyiv and adjacent areas with RPC. It's important that in this case all the associated highly active wastes remain on the reactor having the special-purpose technical base for their containment and burial. This exempts the users of the radionuclide products from the problems associated with the storage of the residual activity after the usage of the sorption generator and additional costs for the delivery of the worked out generator back to the producer. It's also essential that unutilized molybdenum from the irradiated target is on the reactor. That allows regenerating it from the used solutions for the next irradiations. The procedure of regeneration permits to decrease essentially the price of the end product especially using enriched molybdenum (up to 98.5 % by  $^{98}\text{Mo}$ ) for producing targets.

The work is supported by the grant of USTC, project No. Uz-25.

1. P.M. Vorona, *Proc. of Sci. Conf. "40 Years of Neutron Research on WWR-M Reactor"* (Kyiv, 2000), 48.
2. O.I. Solodyanikova, N.P. Atamanyuk, V.P. Levchenko *et al.*, *Ukr. Radiological Mag.*, **XV**, issue 3, 315 (2007).

**NUCLEAR BURNING WAVE REACTOR:  
A NEW APPROACH TO PHYSICS OF OPERATION**

**V. M. Pavlovych<sup>1</sup>, V. M. Khotyayintsev<sup>2</sup>, O. M. Khotyayintseva<sup>1</sup>**

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

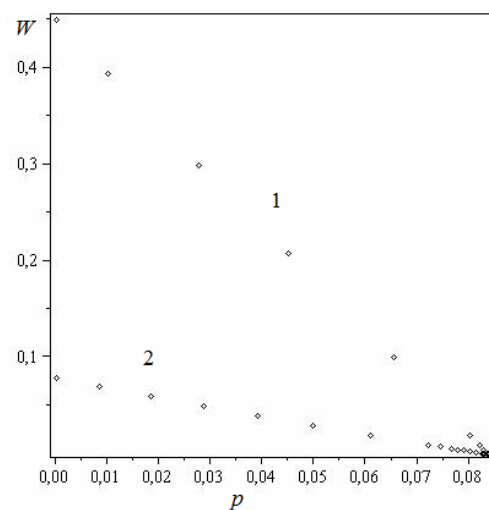
<sup>2</sup>*Taras Shevchenko National University of Kyiv, Kyiv*

The purpose is basic understanding of a stationary nuclear burning wave (NBW) as a macroscopic physical process. Nuclear burning wave reactor (NBWR) is a fast reactor in which nuclear burning propagates as a wave. We study the key elements and links in the system, their connection with the properties of the stationary wave and the characteristic features of the system behaviour. Altogether they uncover a deep difference between NBWR and conventional fast reactor at a macroscopic level.

At first we have developed a general analytical theory and obtained the results of general character and then applied it to a series of NBWR models thus showing how general rules reveal themselves. Thus we demonstrate the efficiency of the proposed theoretical approach and the effect of specific features of each model. One-group neutron diffusion equation and kinetic equations for nuclei densities we have applied to a plane wave in an infinite reactor. We have obtained the diffusion equation for fluence and shown that dimensionless wave velocity  $W$  is always small at realistic power densities thus enabling the perturbation approach. In contrast to a single criticality condition for conventional reactors, there are two balance conditions of the integral type in NBWR. They determine the velocity and final fluence of a stationary wave. Wave velocity and reactor power can be regulated within a wide range by the variation of the density of the absorber specially introduced into the reactor set-up.

Numerical solution complements and confirms the analytical results. The calculational results presented in Figure show that the velocity characteristic remains very close to a linear one up to the theoretically possible minimum value  $p = 0$  of effective absorber concentration  $p$ . It means that the perturbation approach works perfectly within the whole range of concentrations  $p$ . In contrast to Feoktistov's model [1], no infinite growth of the velocity is possible. The  $W$  value remains less than unity and maximum value of the wave velocity exists which cannot be exceeded. It's achieved at the minimum value of  $p$  which is non zero in practice and is determined by the limits of reactor composition and dimensions. The greatest impression, however, is made by the

result of including of the <sup>239</sup>Np burn out into consideration. Velocity characteristic angular coefficient falls more than by a factor of five. Correspondingly, velocity also decreases in the same proportion at a given effective absorber density, since the value of  $p_0$  is not effected in accordance with the perturbation theory. Therefore, not only for the models considered, but in general, the wave velocity in NBWR can't be calculated adequately if the intermediate nuclide burn out is not taken into account.



Velocity characteristics of NBWR:  
for curve 1 <sup>239</sup>Np burnout isn't taken into account;  
for curve 2 it is taken into account.

Analysis of different NBWR models shows that the criticality concept alone fails to explain the changes of the wave parameters. The intermediate nuclide burn out, being negligible in conventional fast reactors, is of key importance in the formation of the wave velocity in NBWR, at least for the U – Pu cycle. These results clearly indicate that macroscopic physics of operation for NBW- based reactors substantially differs from the one for conventional fast reactors. Thus, theoretical basis for this new class of fast reactors should be reformulated and thoroughly taken into account.

1. L.P. Feoktistov, Dokl. Acad. Nauk SSSR **309**, 864 (1989) (in Russian).

TRAVELING-WAVE REACTOR: VELOCITY FORMATION MECHANISMS

V. M. Khotyayintsev<sup>1</sup>, V. M. Pavlovych<sup>2</sup>, O. M. Khotyayintseva<sup>2</sup>

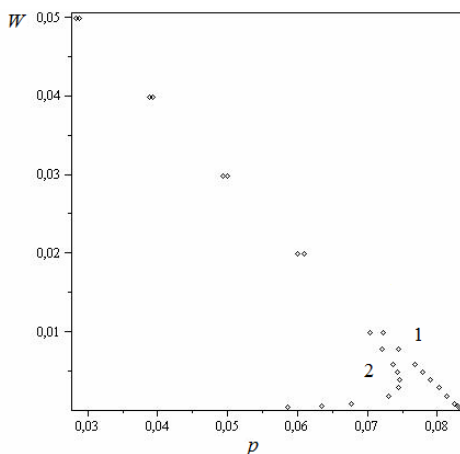
<sup>1</sup>Taras Shevchenko National University of Kyiv, Kyiv

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

Traveling-wave reactor (TWR), or nuclear burning wave reactor, is a fast reactor in which breeding and fission propagate as a nuclear burning wave (NBW). At present TWRs are considered as a central element of engineering solutions aiming to provide the energy needs of humanity for many centuries with nuclear fission reactor-derived electricity [1]. At the same time the mechanisms of velocity formation largely remain unclear.

In practice the velocity of the wave is limited by the level of heat power density. If, for example, we take for TWR the parameters of «Super-Phoenix» reactor (thermal power 3 GW, volume fraction of fuel 0.366 and wave front diameter 370 cm) and the fraction of the nuclei which have passed through fission 0.6, then the wave velocity  $u$  will be 6,3 cm/year. At diffusion length  $L = 20$  cm we obtain full time of wave passing about 20 years according to our calculations. It means that  $\beta$ -decay of <sup>241</sup>Pu with the characteristic time  $\tau_s = 20.6$  years becomes essential. The corresponding dimensionless wave velocity  $W = \tau_s u / L$  will be 0.004 (the characteristic time of  $\beta$ -decay of <sup>239</sup>Np  $\tau_2 = 3.4$  days).

Velocity characteristics presented in Figure were calculated numerically without (curve 1) and with (curve 2) accounting for  $\beta$ -decay of <sup>241</sup>Pu.



Velocity characteristics of NBWR: for curve 1  $\beta$ -decay of <sup>241</sup>Pu is negligible; for curve 2 it is taken into account.

For the curve 2 a turning point with coordinates  $(p^*, W^*) = (0.744, 0.004)$  and a lower branch of

stationary solutions appear. The slope of the lower branch is positive, i. e. higher absorber concentration leads to higher velocity.

This striking result can be explained qualitatively within the framework of analytical perturbation theory of a low velocity stationary NBW developed in our previous works. It is related to the fact that at super low velocities about  $W^*$  and less fissile nuclide <sup>241</sup>Pu is substituted by the nuclide <sup>241</sup>Am, in fact. The lower branch is well described by the dependence of the form

$$p = p_0 - \frac{p_0 - p'_0}{1 + W/W_1},$$

where  $W_1$  is the best fit parameter while  $p_0$  and  $p'_0$  are calculated theoretically. Thus, velocity formation crossover occurs: fissile nuclide <sup>241</sup>Pu becomes a low-concentration intermediate nuclide between <sup>240</sup>Pu and <sup>241</sup>Am. This new intermediate nuclide gives main contribution to velocity formation at super low velocities instead of <sup>239</sup>Np.

The most important question of stability of stationary solutions corresponding to the lower branch remains open. Admittedly, they are unstable. In such a case  $W^*$  is a lower margin of possible wave velocities. Stationary NBW collapses at  $W = W^*$  and exists only at  $W > W^*$ . If the lower branch is stable, it means bistability of NBW, i. e. faster and slower waves may exist in the same reactor depending on initial conditions. Since <sup>235</sup>U is stable, for thorium cycle there is no lower branch and velocity characteristic should look like the curve 1 in Figure.

The phenomenon of velocity formation crossover means significant difference in feasibility of uranium and thorium cycles at TWR. It is of great importance regardless of stability or instability of the stationary solutions belonging to the lower branch of velocity characteristic since the crossover occurs at the region of velocities corresponding to nominal density of energy release of the reactor.

1. R. Hyde, M. Ishikawa, N. Myhrvold *et al.*, Prog. Nucl. Energy **50**, 82 (2008).

## КЕРУВАННЯ ПАРАМЕТРАМИ ХВИЛІ ЯДЕРНОГО ГОРІННЯ

О. М. Хотяїнцев<sup>1</sup>, В. М. Павлович<sup>1</sup>, В. М. Хотяїнцев<sup>2</sup><sup>1</sup>Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ<sup>2</sup>Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ

Порівняно зі звичайними швидкими реакторами реактор на хвилі ядерного горіння (ХЯГ) має важливі переваги, проте для його реалізації необхідно забезпечити прийнятні з практичної точки зору параметри хвилі, зокрема достатньо низьку її швидкість, що забезпечуватиме допустимий рівень потужності та густини енерговиділення в одиницю часу. Ще одне питання поки що не має вирішення: проходження ХЯГ призводить до глибокого вигорання палива (до 60 %), а кінцевий флюенс досягає значень, яких існуючі конструкційні матеріали не можуть витримати. Загалом постає проблема керування параметрами ХЯГ: яким чином, за рахунок яких чинників і в яких межах можна змінювати параметри ХЯГ і досягти прийнятних чи оптимальних їх значень.

У роботі названо ряд таких чинників та проаналізовано їхній вплив на властивості хвилі на основі одновимірної дифузійної моделі необмеженого по довжині реактора в одноруповому наближенні з урахуванням реального ланцюга перетворень нуклідів. Розрахунки проводились як аналітично, так і чисельним інтегруванням крайової задачі на стаціонарну хвилю. Основою для проведеного в роботі аналізу служить розвинена нами раніше аналітична теорія стаціонарної ХЯГ малої швидкості, яка дає якісне розуміння процесів, що в сукупності забезпечують формування стаціонарної хвилі, а також конкретних механізмів, що визначають певну її швидкість. Зв'язок між керуючими параметрами системи та параметрами стаціонарної ХЯГ, а саме швидкістю та кінцевим флюенсом, визначається з двох незалежних балансних умов рівноваги в стаціонарній хвилі.

Показано, що керуючим параметром, який дає можливість змінювати швидкість ХЯГ, а отже, і потужність реактора, є ефективна концентрація стороннього поглинача. На практиці значення цього параметра можна збільшувати шляхом включення до складу реактора певної долі ядер, що не належать до ланцюга перетворень сировинного нукліда, але поглинають нейтрони. У межах концепції поперечного баклінгу (для реактора циліндричної геометрії) збільшення біч-

ного витоку нейтронів є еквівалентним збільшенню концентрації поглинача, що не вигоряє. У розглянутій моделі значення швидкості хвилі зменшується зі зростанням концентрації поглинача практично лінійно. У результаті в області малих швидкостей можна змінювати швидкість у десятки разів за рахунок малої зміни концентрації поглинача. Для не вигорюючого поглинача кінцевий флюенс слабо зростає зі швидкістю хвилі.

Досліджено також вплив на характеристики хвилі ефекту насичення стороннього поглинача. Показано, що більш швидке вигорання поглинача призводить до збільшення кінцевого флюенса (у межах 18 % для реактора з урановим циклом).

Виявлено, що кінцевий флюенс може бути зменшений, причому суттєво, за рахунок збагачення початкового складу палива нуклідами, що діляться. Результати розрахунків наведено в таблиці.

## Залежність кінцевого флюенса від початкової концентрації нуклідів, що діляться

Відносна початкова концентрація $^{235}\text{U}$ або $^{239}\text{Pu}$	Кінцевий флюенс у випадку $^{235}\text{U}$ ( $\times 3,3 \cdot 10^{24}$ нейтрон/см <sup>2</sup> )	Кінцевий флюенс у випадку $^{239}\text{Pu}$ ( $\times 3,3 \cdot 10^{24}$ нейтрон/см <sup>2</sup> )
0,01	1,046	1,074
0,02	1,019	0,966
0,03	0,962	0,883
0,04	0,901	0,800
0,05	0,836	0,712
0,06	0,765	0,625
0,07	0,684	0,527

При цьому область існування хвилі за концентрацією поглинача значно розширюється, а найменший кінцевий флюенс спостерігається для не вигорюючого поглинача. Навіть помірне вигорання поглинача призводить до різкого зростання кінцевого флюенса майже до значень, що спостерігаються за відсутності збагачення.

Показано, що в середовищі, яке відповідає за складом відпрацьованому реакторному паливу, стаціонарна ХЯГ також може існувати.

## ОПТИМІЗАЦІЯ ГЕТЕРОГЕННОЇ ЕЛЕКТРОЯДЕРНОЇ СИСТЕМИ

В. О. Бабенко<sup>1</sup>, В. І. Гулік<sup>2</sup>, В. М. Павлович<sup>2</sup><sup>1</sup>Інститут теоретичної фізики ім. Боголюбова НАН України, Київ<sup>2</sup>Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

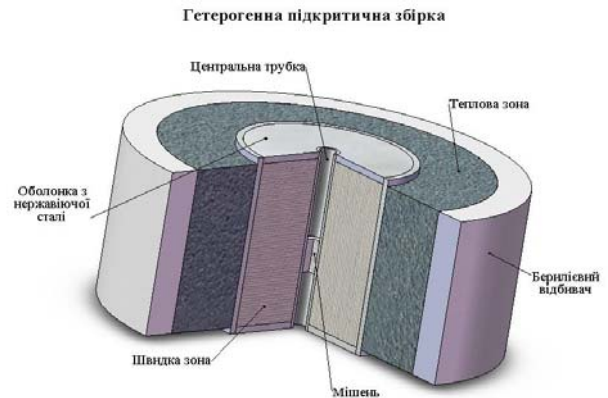
В останні два десятиліття активно розвиваються перспективні ядерні системи, які у своїй роботі використовують підкритичну активну зону та зовнішнє джерело нейтронів (прискорювач, нейтронний генератор тощо) [1]. Такі системи в російськомовній літературі називаються електроядерними, а в англійській – ADS (Accelerator Driven Systems). Основні переваги таких систем у тому, що вони працюють у підкритичному режимі, а значить, режим їхньої роботи практично абсолютно безпечний. Також у таких системах можливо використовувати різні види ядерного палива, трансмутувати радіоактивні відходи (довгоживучі продукти поділу та мінорні актиніди) та використовувати такі системи для накопичування ядерного палива для енергетичних реакторів (плутонієвий та торієвий паливні цикли).

Працюючи над створенням проекту дослідницького підкритичного ядерного реактора, необхідно вирішити дві основні задачі: оптимізацію підкритичної активної зони та вибір зовнішнього джерела нейтронів.

Відомо, що підкритична активна зона здатна посилювати нейтронний потік від зовнішнього джерела. У роботі [2] показано, що двозонна система, яка складається з швидкої та теплової зон, ще більше посилює нейтронний потік, ніж однозонна підкритична система.

У попередніх роботах нами було промодельовано ряд гомогенних підкритичних систем, що мали різні геометричні та матеріальні характеристики [3]. У результаті цього було показано, що найбільш оптимальні характеристики має двозонна система, яка складається з швидкої зони (збагачення по  $^{235}\text{U}$  до 20 %) та теплової зони (збагачення по  $^{235}\text{U}$  4 %).

У даній роботі проведено моделювання гетерогенних підкритичних систем. Системи мали дві відокремлені зони - швидку та теплову. При моделюванні використовувались геометрія стандартних твєлів реактора ВВЕР-1000. У швидкій зоні використовувався газовий теплоносіє, а в тепловій – водний. У результаті розрахунків були знайдені оптимальні геометричні та матеріальні характеристики підкритичної активної зони. На основі цих результатів було запропоновано спрощену модель підкритичної зони, зображену на рисунку.



Спрощена схема двозонної підкритичної збірки.

На цьому рисунку показано модель двозонної підкритичної збірки, на якій у центрі зображено центральну трубку, де потік заряджених частинок рухається зверху вниз, поки не попадає на мішень, де відбувається ядерна реакція з виникненням нейтронів. Мішень знаходиться на мідній підставці, що охолоджується водою. Швидка зона, що оточує центральну трубку, розміщена в баку з нержавіючої сталі. Швидка зона набрана з твєлів реактора ВВЕР-1000, що охолоджуються гелієвим теплоносієм. Теплова зона оточує швидку, вона також набрана з твєлів ВВЕР-1000, але охолоджується теплоносієм з легкої води. По периметру активної зони розташовано берилієвий відбивач.

У більшості досліджуваних електроядерних систем зовнішнім джерелом нейтронів є прискорювач заряджених частинок. Але створення такого прискорювача є досить важкою та недешевою справою, тому як альтернативу використання прискорювача ми вважаємо використання інтенсивних нейтронних генераторів та установок плазмового фокуса [4].

1. *Accelerator-driven Systems (ADS) and Fast Reactors (FR) in Advanced Nuclear Fuel Cycles*. OECD Nuclear Energy Agency, Paris, France, 2002.
2. H. Daniel and Yu.V. Petrov, Nucl. Instr. & Meth. **A373**, 131 (1996).
3. В.А. Бабенко, В.І. Гулік и В.Н. Павлович, Ядерна фізика та енергетика **1(23)**, 56 (2008).
4. G. Voronin et al., Proc. of the EPAC94, June 27 - July 1, 1994, London, **3**, 2678.



**ДВОГРУПОВЕ НАБЛИЖЕННЯ ПРОЦЕСІВ РОЗМНОЖЕННЯ ТА РЕЄСТРАЦІЇ НЕЙТРОНІВ У ТЕОРІЇ НЕЙТРОННИХ ФЛУКТУАЦІЙ****В. М. Павлович, С. А. Стороженко***Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

Дану роботу присвячено вдосконаленню теоретичних методів обробки дискретної інформації при вимірюванні нейтронних характеристик глибокопідкритичних ядерних систем, тобто вимірюванні флуктуацій густини потоку нейтронів методами нейтронної шумової діагностики. До таких систем належать різні ємності на підприємствах ядерного циклу, сховища відпрацьованого ядерного палива, неконтрольовані скупчення ядернонебезпечних матеріалів.

Математичним апаратом, що дає змогу процеси розмноження нейтронів в ядерних матеріалах, є теорія випадкових гілчастих процесів [1]. Існуючі варіанти цієї теорії не враховують декілька суттєвих особливостей процесів випромінювання нейтронів під час спонтанного та вимушеного поділу, процесів розповсюдження, поглинання та реєстрації нейтронів детектором. З цим якраз пов'язана неточність визначення параметрів глибокопідкритичних систем з використанням класичних методів Россі, Фейнмана та Могильнера [2], що засновані на одношвидкісній точковій моделі реактора.

У даному дослідженні враховується непуасоновість джерела нейтронів та сповільнення нейтронів на основі двогрупової (швидкі та повільні нейтрони) моделі випадкових гілчастих процесів з імміграцією [1], в якій використовується метод

твірних функцій для отримання розподілів процесів, що викликають фізичний інтерес. З точки зору експерименту, цікавими є розподіли ймовірностей відліків детектора нейтронів за даний проміжок часу. Для отримання твірної функції цього розподілу необхідно знати твірну функцію джерела нейтронів та твірні функції розподілів кількості нейтронів першого та другого типів у даний момент часу. Для двох останніх функцій було отримано у квадратичному наближенні процесу розмноження нейтронів систему двох нелінійних диференціальних рівнянь, розв'язок якої дозволяє знайти твірну функцію розподілу кількості відліків детектора, а значить, і ймовірності та центральні моменти кількості відліків. Отримано вирази для перших трьох центральних моментів кількості відліків та кореляційних параметрів другого та третього порядків. Ці величини являють собою дані про нейтронні флуктуації в ядерній системі й можуть бути визначені експериментально.

1. Б.А. Севастьянов, *Ветвящиеся процессы* (М.: Наука, 1971), 436 с.
2. Р. Уриг, *Статистические методы в физике ядерных реакторов*, пер. с англ. А.И. Ефанова, В.И. Пушкарева, А.П. Сироткина; под ред. А.И. Могильнера (М.: Атомиздат, 1974), 400 с.



## ДИНАМИКА ВОДЫ ПОСЛЕ КОНТАКТА С КРЕМНИЙСОДЕРЖАЩИМИ СОЕДИНЕНИЯМИ

Т. В. Кармазина<sup>1</sup>, В. И. Слисенко<sup>2</sup>, А. А. Василькевич<sup>2</sup>, В. М. Омельченко<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт коллоидной химии и химии воды им. А.В. Думанского НАН Украины, Киев

<sup>2</sup>Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев

По данным нейтронноскопии – спектров квазиупругого рассеяния медленных нейтронов – исследовано влияние некоторых кремнийсодержащих соединений на характеристики динамики воды. Рассмотрено влияние силикагеля КСК, аэросила-175 и природного кремнийсодержащего минерала на динамику молекул воды.

Спектры неупругого и квазиупругого рассеяния медленных нейтронов были получены на многодетекторном нейтронном спектрометре по времени пролета, расположенного на ядерном реакторе ИЯИ НАН Украины. Начальная энергия нейтронов составила 13 мэВ. Характеристики динамики молекул воды рассчитывались на основе модели описанной в работах [1 - 3].

Кремнийсодержащее соединение состоит из оксида кремния, 95 мас. %, оксидов кальция, натрия, алюминия, концентрация каждого из которых не превышает 0,5 мас. %. Перед исследова-

ниями минерал обработан раствором соляной кислоты, отмыт, высушен, измельчен. Спектры измерялись спустя 24 ч после отделения твердой фазы от жидкой. Погрешность определения характеристик не более 8 %. В таблице приведены: общий коэффициент динамики  $D$ , вклады в него от одночастичных  $D_f$  и коллективных движений  $D_l$ ; время жизни молекул в колебательном состоянии вокруг центра равновесия  $\tau_0$ .

Ранее [1] было установлено, что динамика воды после контакта с силикагелем не изменяется в таких же условиях проведения экспериментов.

Анализ результатов исследований позволил установить, что аэросил почти не влияет на соотношение между связанными и свободными молекулами воды в ее объеме, а кремнийсодержащий минерал существенно влияет на динамику воды.

### Характеристики динамики воды и воды после ее контакта с аэросилом и кремнийсодержащим минералом H<sub>2</sub>O(\*)

Система	$D \cdot 10^{-9}, \text{ м}^2\text{с}^{-1}$	$D_l \cdot 10^{-9}, \text{ м}^2\text{с}^{-1}$	$D_f \cdot 10^{-9}, \text{ м}^2\text{с}^{-1}$	$D_f/D_l$	$\tau_0 \cdot 10^{-12}, \text{ с}$	$l, \text{ нм}$
H <sub>2</sub> O	2,23	0,46	1,77	3,8	2,80	-
Вода : аэросил 10 : 1	1,64	0,39	1,25	3,2	0,20	0,039
Вода : аэросил 1 : 1	1,82	0,54	1,27	2,3	0,19	0,038
H <sub>2</sub> O(*)	1,91	1,91	0	-	-	-

1. Л.А. Булавін, Т.В. Кармазіна, В.В. Клепко и В.І. Слісенко *Нейтронна спектроскопія конденсованих середовищ* (Академперіодика, К., 2005).
2. В.И. Слисенко, П.Г. Иваницкий, Т.В. Кармазина и др., *Препринт КИЯИ-93-13* (Ин-т ядерных досл. НАН України, 1993).
3. Т.В. Кармазина, В.И. Слисенко, А.А. Василькевич и др., *Химия и технология воды* **24**, № 2, 109 (2002).

### DYNAMICS OF WATER UNDER COAL SORBENTS

Т. В. Karmazina<sup>1</sup>, А. А. Vasilkevich<sup>2</sup>, В. І. Slisenko<sup>2</sup>, V. M. Omelchenko<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Institute of Colloid and Water Chemistry, , National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv

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

Effect of the carbon coal sorbents used to the practice for the water purification from organic compounds, on water dynamics has been considered. Characteristics of water dynamics have been obtained by neutron spectroscopy according to quasie-lastic slow neutron scattering spectra (QSNS).

This paper deals with the investigations of the effect of the porous carbon sorbents filtersorbs F-400 and AG-3 on the water dynamics.

It is known that filtersorb F-400 has better developed porous structure than activated carbon coal sorbents AG-3. The water dynamics characteristics do not

change during 24 hours after separating water from nonporous coal sorbent (graphite carbon black) [1].

To obtain experimental data, sorbent was shacked with water during 40 hours that particularly correspond to adsorption experiments. Then the liquid phase separated from solid phase and after 24 hours the QSNS spectra have been obtained by multidetector spectrometer at times flight VVR-M nuclear reactor at Institute for Nuclear Research of NAS of Ukraine.

The characteristics of water dynamics were calculated according to models for the interpretation of QSNS data [1]. Results of the investigations testify that water characteristics changes after contact to porous sorbents unlike a nonporous sorbent. The characteristic of dynamics state of water are: total coefficient of self diffusion  $D = 2,23 \cdot 10^{-9} \text{ m}^2\text{s}^{-1}$ ; contribution of collective motions into total coefficient  $D_1 = 0,46 \cdot 10^{-9} \text{ m}^2\text{s}^{-1}$ ; contribution of single-particle motions into total coefficient  $D_1 = 1,77 \times$

$\times 10^{-9} \text{ m}^2\text{s}^{-1}$ ; molecule lifetime of vibrational state at the around the equilibrium center  $\tau_0 = 2,80 \cdot 10^{-12} \text{ s}$ .

After the contact with activated carbon AG-3, total coefficient of diffusion and contribution to it of collective motions changed a little:  $D = 2,20 \times 10^{-9} \text{ m}^2\text{s}^{-1}$  and  $D_1 = 0,46 \cdot 10^{-9} \text{ m}^2\text{s}^{-1}$ . Molecule lifetime of vibrational state at the around the equilibrium center  $\tau_0 = 2,35 \cdot 10^{-12} \text{ s}$ .

After contacting water with filtrosorb F-400 the water dynamics characteristics changed rather:  $D = 2,66 \cdot 10^{-9} \text{ m}^2\text{s}^{-1}$ ;  $D_1 = 0,45 \cdot 10^{-9} \text{ m}^2\text{s}^{-1}$ ;  $D_2 = 2,21 \times 10^{-9} \text{ m}^2\text{s}^{-1}$ ;  $\tau_0 = 2,01 \cdot 10^{-12} \text{ s}$ . Errors determination of characteristics not exceed 8 %.

As a result of analysis of investigations, it has been preliminary concluded that the porous carbon coal sorbents unlike nonporous carbon sorbents, effects on water dynamics.

1. L.A. Bulavin, T.V. Karmazina, V. V. Klepko, and V.I. Slisenko *Neutron spectroscopy of condensed medium* (Academperiodica)

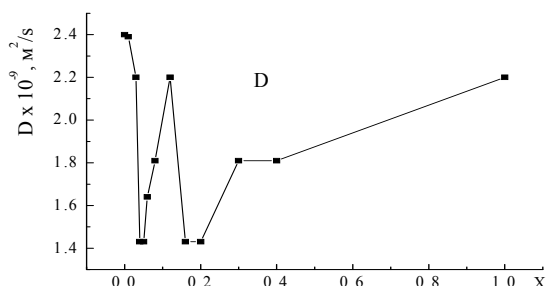
## CONCENTRATION FEATURES OF DYNAMICS OF MOLECULES OF A H<sub>2</sub>O-C<sub>3</sub>H<sub>7</sub>OH SOLUTIONS

L. A. Bulavin<sup>1</sup>, V. I. Slisenko<sup>2</sup>, A. A. Vasilkevich<sup>2</sup>, A. V. Kovalev<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Department of Physics, Kyiv Taras Shevchenko National University, Kyiv

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

By optical researches of water-alcohol solutions in addition to well known "normal" maximum, that is observed in the middle value of concentration ( $x \sim 0.2 - 0.4$ ), there was discovered anomalous addition peak of the integral intensity of light scattering in small concentration ( $x \sim 0.03 - 0.06$ ). There are different theoretical works that describe parentage of this anomaly. In particular most widespread from them is supposition about penetration of molecules of alcohol in net of hydrogen connections of water, that doesn't cause violation of its structure. But this approach does not explain all details of this phenomenon.



Concentration dependence of the self-diffusion coefficient of D solutions H<sub>2</sub>O-C<sub>3</sub>H<sub>7</sub>OH

The purpose of this work was research of dynamics of molecules in n-propanol-water solutions by quasi-elastic neutron scattering. Solutions were explored in the area of concentrations  $x \sim 0 \div 0.4$  and  $x = 1$ . An experiment was carried out on a multidetector time-of-flight spectrometer. Energy of falling neutrons was equal 13.2 meV. Measuring of neutron spectrums was conducted in the interval of angles  $25 - 101^\circ$  and temperature of sample was 281 K. The parameters of diffusion settled accounts within the framework of model of Oskotsky - Ivanov.

The conducted researches allowed to find out two minimums (at  $x \sim 0.04 - 0.05$  and  $x \sim 0.16 - 0.2$ ) in concentration dependence to the coefficient of self-diffusion. As evidently from to picture, correlation takes place between the optical and neutrons results of researches. But concentration dependence of time of relaxation  $\tau_0$  and lengths of jump of molecule  $l$  specifies on the of principle difference of nature of processes which take place at  $x \sim 0.04 - 0.05$  and  $x \sim 0.16 - 0.2$ . Sharp growth  $\tau_0$  and considerable diminishing  $l$  is at  $x \sim 0.04 - 0.05$  it is conditioned substantial deceleration of diffusive motions in this interval of concentrations, that it is caused intensive formation of proof water-alcohol clusters.

## Анотації робіт з радіаційної фізики та радіаційного матеріалознавства

ТЕМПЕРАТУРНА ЗАЛЕЖНІСТЬ ЕФЕКТУ СТРУСУ  
ЕЛЕКТРОНІВ ПРОВІДНОСТІ В МЕТАЛАХ

О. Я. Дзюблик, В. Ю. Співак

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

Ефект струсу електронів був уперше передбачений Мігдалом та Файнбергом ще в 1946 р. Він полягає в тому, що при ядерних перетвореннях ( $\beta$ - або  $\alpha$ -розпад, електронний захват, електронна конверсія) раптово змінюється кулонівське поле, в якому знаходяться атомні електрони. Таке раптове збурення їхньої потенціальної енергії призводить до того, що деякі електрони можуть перейти на інші збуджені рівні, або в неперервний спектр.

Енергетичний спектр низько-енергетичних електронів струсу, що вилітають з атому, має пік при енергії  $\sim 1$  еВ. В усіх попередніх теоретичних роботах розглядався ефект струсу лише для  $K$  та  $L$  електронів. Оцінки свідчать, що ймовірність вильоту  $K$  електрона при  $\beta$ -розпаді становить лише  $3/4Z^2$ , де  $Z$  – заряд ядра. Однак експериментально показано, що при одному  $\beta$ -розпаді  $^{154}\text{Eu}$  середнє число електронів струсу  $\approx 0,5$ . Цю розбіжність можна пояснити тим, що вилітають в основному слабо зв'язані валентні електрони. У металах це електрони провідності.

Ми вибрали найпростішу модель для цих електронів. А саме вважали їх вільними частинками, що рухаються в прямокутній потенціальній ямі з глибиною  $U_0 = \varepsilon_F + A$ , де  $\varepsilon_F$  – енергія Фермі і  $A$  – робота виходу.

При розпаді ядра, що знаходиться на деякій відстані від поверхні кристала, утворюються електронні хвилі, які розповсюджуються в середовищі з хвильовим вектором  $\mathbf{K}$  і кінетичною енергією  $\varepsilon = \hbar^2 \mathbf{K}^2/2m$ .

Така хвиля на шляху до поверхні затухає внаслідок розсіяння на фонах. У борнівському наближенні нами розраховано переріз непружного однофононного розсіяння електронів іонами кристала. При цьому взаємодія електронів з іонами вибиралась у вигляді кулонівського екранованого потенціалу. Розглядалися лише кристали з одним атомом в елементарній комірниці, фонний спектр яких описувався в рамках дебаївської моделі. Враховувалась інтерференція електронних хвиль, розсіяних різними атомами кри-

стала. Показано, що довжина вільного пробігу електронів у кристалі швидко зменшується із зростанням температури внаслідок збільшення амплітуди коливань атомів кристала.

Електронна хвиля, досягаючи поверхні, частково відбивається, а частково заломлюється і проходить у вакуум, де вже розповсюджується з хвильовим вектором  $\mathbf{k}$  і енергією

$$E = \hbar^2 \mathbf{k}^2/2m = \varepsilon - U_0.$$

Густина ймовірності емісії низько-енергетичного електрона з  $n$ -ї площини металу має вигляд

$$w_n(E, \theta) = w_0(E, \theta) \exp(-\mu nd/\cos \theta_0),$$

де  $w_0(E, \theta)$  – густина ймовірності вильоту електрона з поверхні;  $\theta$  – кут між напрямком вильоту електрона з кристалу  $\mathbf{k}$  та віссю  $z$ , що спрямована вздовж нормалі до поверхні;  $\theta_0$  – кут між напрямком  $\mathbf{K}$  всередині кристала і віссю  $z$ ;  $\mu$  – коефіцієнт затухання електронної хвилі в кристалі. Враховано, що коефіцієнт затухання  $\mu$  залежить як від енергії  $E$ , так і від температури  $T$ .

Густина ймовірності  $w_0(E, \theta)$  є добутком коефіцієнту проходження електрона крізь поверхню та ймовірності переходу електрона із зони провідності в неперервний спектр при раптовій зміні заряду ядра на  $\Delta Z$ .

Енергетичний спектр електронів струсу одержується при інтегруванні  $w_n(E, \theta)$  по кутах і сумуванні по всіх площинах. Показано, що цей енергетичний розподіл дійсно має пік. Форма кривої суттєво залежить від температури, а інтегральний вихід електронів швидко падає із зростанням температури, що є наслідком зменшення довжини вільного пробігу електронів.

Показано, що вид електронів струсу, віднесений до одного радіоактивного ядра, при зростанні товщини зразка стрімко зменшується. Це пояснюється також тим, що електронні хвилі швидко затухають у кристалі. Розрахунки узгоджуються з експериментальними результатами В. Т. Купряшкіна із співавторами.

**TEMPERATURE DEPENDENCE OF THE CHARGE CARRIER MOBILITY  
IN DISORDERED ORGANIC SEMICONDUCTORS  
AT LARGE CARRIER CONCENTRATIONS**

**I. I. Fishchuk<sup>1</sup>, A. K. Kadashchuk<sup>2,3</sup>, Mujeeb Ullah<sup>4</sup>, H. Sitter<sup>4</sup>,  
Th. B. Singh<sup>4</sup>, N. S. Sariciftci<sup>6</sup>, H. Bässler<sup>7</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>*Institute of Semiconductors and Solid State Physics, University of Linz, Linz, Austria*

<sup>5</sup>*Molecular and Health Technologies, CSIRO, Clayton, Australia*

<sup>6</sup>*Linz Institute for Organic Solar Cells (LIOS), University of Linz, Linz, Austria*

<sup>7</sup>*Chemistry Department, Philipps-Universität Marburg, Marburg, Germany*

In a thermally activated rate process  $R(T)$  an increase of the activation energy  $E_a$  is partially compensated by an increase of the prefactor so that

$$R(T) = \infty \exp\left(\frac{E_a}{E_{MN}}\right) \exp\left(-\frac{E_a}{k_B T}\right), \quad (1)$$

where  $E_{MN}$  is called the ‘Meyer - Neldel energy’ [1]. Empirical equation (1) is named as the Meyer-Neldel rule (MNR). Up to the present time there is no universal explanation of the MNR [2].

In our work we have considered the temperature dependence of the hopping charge mobility in disordered organic solids at large carrier densities especially relevant in organic field-effect transistors.

Temperature activated charge transport has been studied using a recently developed analytical effective medium approach formalism [3] assuming a Gaussian density-of-states of width  $\sigma$  and Miller - Abrahams jump rates. The calculated results for effective charge carrier mobility  $\mu_e$  including their (hypothetical) extension towards infinite temperature can be parameterized as

$$\mu_e = \mu_0 \exp(q) \exp\left[-E_a \left(\frac{1}{k_B T} - \frac{1}{k_B T_0}\right)\right], \quad (2)$$

where

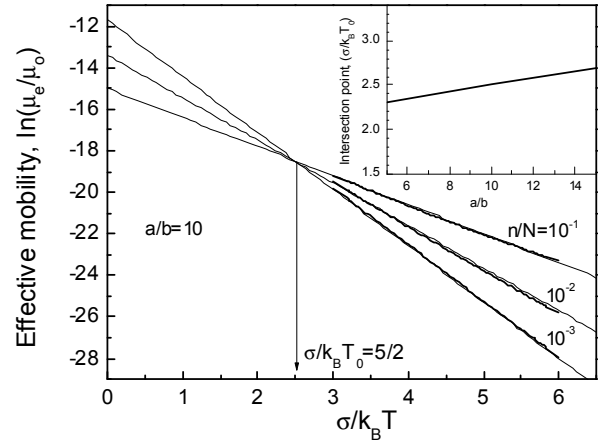
$$E_a = \frac{a}{b} \left[ \frac{3}{40} - \frac{1}{15} \log_{10} \left( \frac{n}{N} \right) \right] \sigma, \quad (3)$$

$$T_0 = \frac{E_{MN}}{k_B} = \frac{\sigma}{k_B y_0}, \quad q = -2 \frac{a}{b} + \frac{1}{2} \left( \frac{a}{b} - 7 \right). \quad (4)$$

Here  $y_0 = 21/10 + (1/25)(a/b)$ ,  $a = N^{-1/3}$ ,  $n$  and  $N$  are the densities of occupied and total transport localized states,  $b$  is the localization radius of state.

Figure (bold curves) shows the calculated temperature dependences of  $\mu_e$  for different ratio  $n/N$ . A remarkable result is that one extends (thin lines)

the calculations to higher temperatures the lines intersect at finite temperature  $T_0 \cong 2\sigma/5k_B$ . If one assumes  $\sigma = 0.1$  eV and  $a/b = 10$ , typical values for organic disordered materials, a Meyer - Neldel energy  $E_{MN} = k_B T_0 = 0.04$  eV is obtained, a value which indeed has been typically observed in many relevant experiments.



Temperature dependence of the effective charge carrier mobility at different relative carrier concentrations. The inset shows the intersection point  $\sigma/k_B T_0$  vs.  $a/b$  ratio.

The suggested model provides compact analytical relations (2 - 4) which can be readily used for the evaluation of important material parameters from experimentally data.

The MNR effect has been studied in organic field-effect transistors based on  $C_{60}$  films and successfully described by the present model.

Thus we show that existence of the MNR in disordered organic semiconductors is a signature of hopping transport with variable carrier density

1. W. Meyer and H. Neldel, Z. Tech. Phys. **18**, 588 (1937).
2. A. Yelon, B. Movaghar, and R.S. Crandall, Rep. Prog. Phys. **69**, 1145 (2006).
3. I.I. Fishchuk, V.I. Arkhipov, A. Kadashchuk *et al.*, Phys. Rev. **B76**, 045210 (2007).

## PIN DIODE FOR PROTON DOSIMETRY

I. E. Anokhin, O. S. Zinets

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

One of a rapidly upcoming field of radiation medicine is proton therapy. Diagnostics of proton beams, prediction and measuring of absorbed doses is required [1].

High energy protons enter the body and deliver a peak like dose at the end of their range. This peak dose, the Bragg peak, allows for a highly conformal dose to be delivered to the tumor volume while the healthy tissue is exposed to minimal doses.

The objective of the present work is the consideration of the possibility of determination of the proton dose and its spatial distribution using a pin diode. As convenient proton sensor can be used a silicon pin diode, particularly, planar structures studied previously [2] for neutron-gamma radiation fields. In the present work the stopping power  $dE/dx$ , ranges  $R$ , the dose distribution  $D(x)$  for protons with the energy  $E_p = 250$  MeV in Si and water have been calculated and choice of the pin diode characteristics is discussed.

The ionization current of a reversed biased diode placed at the position  $x$  along the proton beam is

$$I(x) = g(x) - r(x), \quad (1)$$

where  $g(x)$  is the rate of the electron-hole pair generation,  $r(x)$  is the recombination term.

Neglecting small recombination in the depleted region of a diode and operate in the E-detector mode (the thickness  $w$  of the sensitive volume of the diode is larger than the proton range  $R(E_p(x))$ ,  $S$  is the diode area) for ionization current one can obtain

$$I(x) = \frac{eI_0S}{E_{eh}} \int_x^{x+w} \frac{dE}{dx'} dx' = \frac{eI_0S}{E_{eh}} E_p(x), \quad (2)$$

where  $I_0$  is the proton beam intensity,  $E_{eh}$  is the mean energy of the electron-hole pair generation ( $\sim 3.61$  eV in Si),  $e$  is the electron charge,  $x$  is the position of diode in the region of the Bragg peak.

In the case when the size of sensitive volume is less than particle ranges ( $w \ll R(E_p(x))$ , the  $dE$ -mode) the response of reverse biased diode can be written as follows

$$I(x) = \frac{eI_0S}{E_{eh}} (E(x) - E(x+w(V))) \approx \frac{eI_0S}{E_{eh}} \frac{dE}{dx} w(V), \quad (3)$$

where  $V$  is the applied reverse voltage.

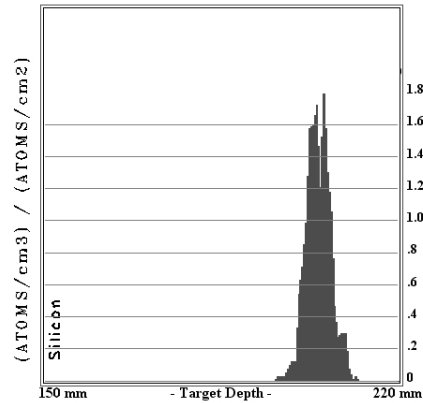


Fig. 1. The range distribution of 250 MeV protons in silicon.

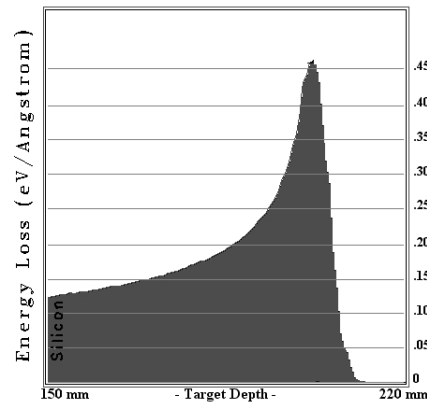


Fig. 2. The energy loss distribution for 250 MeV protons in silicon.

Figs. 1 and 2 show the ranges of proton and the relative dose distribution (proportional to the energy loss  $dE/dx(x)$ ) in the region of the Bragg peak in Si for  $E_p = 250$  MeV obtained by the SRIM-2008 program package of simulation of energy losses [3].

Spatial resolution of a diode is determined by the size or controlled sensitive volume  $w(V)$  of diode and, for instance, can be as small as the thickness of planar diode structure ( $\sim 300$   $\mu\text{m}$ ).

Using calculated dose distributions it is possible optimized characteristics of diode and estimate of risks of irradiation in proton therapy.

Comparison of results with experimental data presented in [4] shows possibility of using pin diode for beam and dose monitoring.

1. A. Rosenfeld *et al.*, Med. Phys. **34**(9), 3449 (2007).
2. І.Є. Анохін, О.С. Зінець, А.Б. Розенфельд *та ін.*, Ядерна фізика та енергетика, **1**(19), 103 (2007).
3. <http://www.srim.org/>.
4. I.E. Anokhin, A.B. Rosenfeld *et al.*, 2009 Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference, **J02-7**, (2009).

**PECULIARITIES OF DENSITY DISTRIBUTION OF IMPLANTED ATOMS BEYOND ION RANGE**

**V. I. Sugakov**

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

The modelling of diffusion processes of implanted atoms in crystal and point defects, created by irradiation, beyond ion range is fulfilled. The model used in the work is based on the following assumptions: 1) the thermal vacancies play an important role in a formation of the ion distribution beyond the ion range; 2) the total number of interstitials (implanted and inherent) exceeds the number of the vacancies; 3) implanted atoms are divided into immobile, captured by vacancies, and the moving atoms in interstitial positions. The external source creates a Gaussian profile of implanted ions in the crystal. Part of the ions move inside the crystal by diffusional way. The studied system consists of the incident ions  $n_p$ , interstitials  $n_i$ , vacancies  $n_v$ , created by irradiation and thermal vacancies  $n_v^{th}$ . In the crystal there are sinks (dislocations with density  $\rho$ ) which capture and emit the point defects. For determination of a spatial distribution of the densities of the interstitials and vacancies the typical differential equations of radiation physics given in the method of chemical reactions were used. The some results of the density distribution calculations are presented in Figs. 1 - 3, where  $z$  is the distance  $I_o$  is the flux of the incident ions, which moves in the crystal. The parameters of the system are shown in the inset to the figures. The values  $q_i, q_v$  determine the numbers of interstitials and vacancies, which are created per one implanted ions. It is seen from Figures that a region strong depleted by vacancies arises beyond the ion range. In the end of this region a spike of the probabilities of the recombination processes and as the result the spike of density of complexes of the vacancies with implanted atoms appears. The sizes of the region rise with increasing the density of the flux of implanted ions and the density of defects in crystal. The sizes can significantly exceed the ion range and reach several tens of micrometers. The effect arises if the flux exceeds some critical value.

The appearance of the peak of recombination probabilities of interstitials and vacancies at some position of the space may lead to an appearance of a defect structure in the vicinity of the peak. The decrease of the vacancy density in the region beyond ion range should change the physical processes and the physical properties of the crystal in this region.

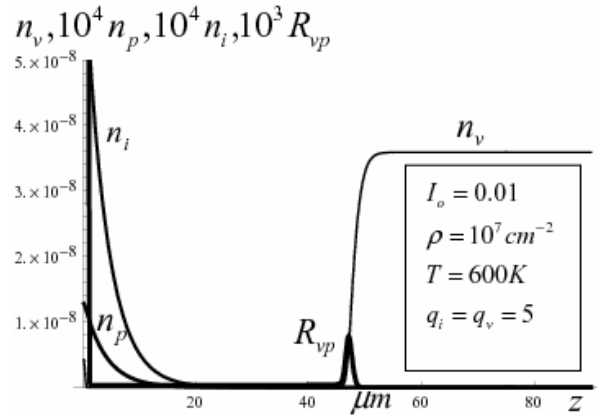


Fig. 1

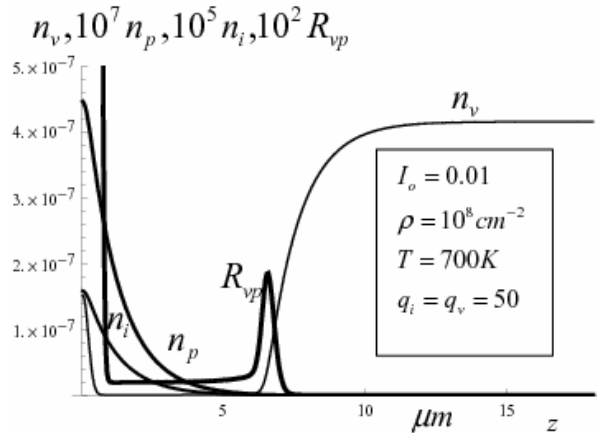


Fig. 2

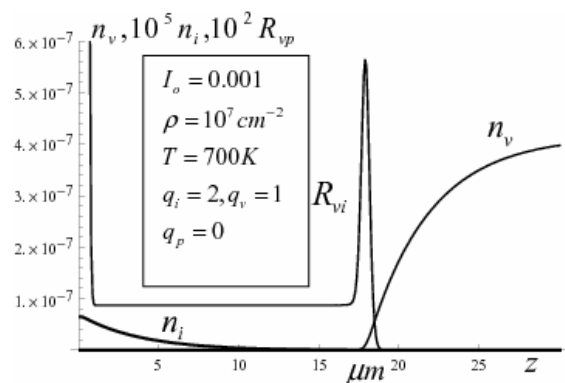


Fig. 3

Thus, the results of the work may be applied to explanation of so-called “long-range interaction effect” which has been observed in radiation physics during long time.

## EFFECT OF THERMAL VIBRATIONS ON THE ACCELERATION OF ATOMS DURING A SURFACE PHASE TRANSITION

I. Yu. Goliney, V. V. Mykhaylovskyy, V. I. Sugakov

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

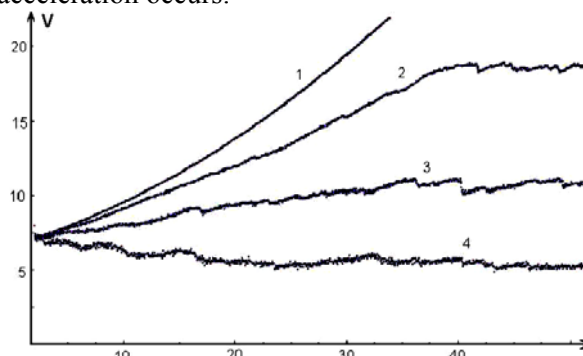
A series of publications [1 - 3] suggested a mechanism of the acceleration of neutral atoms in a non-equilibrium system during its transition to the equilibrium state. The neutrality of the accelerated atoms makes the proposed mechanism distinctly different from the conventional ways of particle acceleration. Qualitatively, the considered acceleration effect can be presented as follows. Let us imagine a system in which in a certain direction there are two potential minima for atoms and, initially, the atoms are situated in the upper minima. The papers [1 - 3] show, the relaxation can occur in a coherent way: atoms along an atomic chain would undergo subsequent transitions transferring their energy to the next one in the row. Let one of the atoms acquires a certain energy (from an external source or fluctuationally), which is sufficient for overcoming the potential barrier, and collides with the neighbor atom. After a central collision of moving and stationary balls of equal mass the moving ball stops and the stationary ball starts to move. If after the collision the first atom stops in the vicinity of the lower minimum then it transfers the energy released at the relaxation to the second atom (which is in the higher minimum). As the result, the second atom obtained the higher energy that the previous one. These accelerations are accumulated and, eventually, the energy passed to the last atom in the collision chain can be very large, provided the number of subsequent collisions is sufficient. Such process has been called "acceleron".

There is a great variety of structural phase transitions in systems of adatoms on the crystal surface. We have considered [4, 5] the appearance of the accelerons in such transitions where the inversion of the population of the crystal sites could arise at the boundary between different phases. Now we investigate the effects limiting the acceleration: the thermal vibrations that lead to the random non-central collisions.

We consider a system of adatoms on a crystal surface, assuming that they can form two different lattices comprising two phases, one of which is stable and the other is metastable. Our purpose is to study dynamics of the phase transition during which an acceleron appears. In the proposed model, the adatoms above the crystals surface interact with each other and also are affected by a potential imposed by the surface. Our simulation software numerically solves the system of Newton equations.

In order to evaluate this effect we performed

simulations at different temperatures (see Figure). At non-zero temperatures one can see the decrease of the acceleration rate due to the energy dissipation on thermal vibrations. Moreover occasional greater energy losses are seen, believed to be due to the dissipation on so big thermal fluctuations that the focusing needs about a dozen of collisions to reset one-dimensionality of the acceleron. Each temperature sets a limit for the highest energy the atom may acquire. This is clearly seen from the curve 2 in Figure. If the initial energy exceeds this maximum the atoms slow down (curve 4). As calculations show the limit energy does not depend on the initial energy of the starting atom. If the initial energy is larger than the limit the atoms are decelerated, if the initial energy is smaller than the limit energy the acceleration occurs.



The acceleration curves for simulations performed for different temperatures of the system: 1 -  $T = 10^{-5}$ ; 2 -  $T = 0.001$ ; 3 -  $T = 0.0066$ ; 4 -  $T = 0.01$ .

So far the accelerons were not observed experimentally. Yet no experiments that would intentionally look for them were performed. At the same time the fast moving atoms in crystals may manifest themselves in the appearance of the processes, triggering of which requires energy significantly exceeding  $kT$ . Some anomalous phenomena in crystals have not found a satisfactory explanation while accelerons may play a role in them. A number of such phenomena have been analyzed in [2]. They include the visible optical emission arising at the ultrasonic irradiation of semiconductors, cold nuclear synthesis, anomalous mass transfer, etc.

1. V.I. Sugakov, Ukr. Phys. J. **37**, 1212 (1992).
2. V.I. Sugakov, Ukr. Phys. J. **41**, 834 (1996).
3. V.I. Sugakov, phys. stat. sol.(b) **200**, 19 (1997).
4. I.Yu. Goliney, V.V. Mykhaylovskyy, and V.I. Sugakov, Ukr. Phys. J. **54**, 494 (2009).
5. I.Yu. Goliney, V.V. Mykhaylovskyy, and V.I. Sugakov, Metallofiz. Noveishie Tekhnol. **31**, 299 (2009).



**EXCITON CONDENSATION IN SEMICONDUCTOR QUANTUM WELLS WITH A PERIODICAL MODULATION OF POTENTIAL**

**A. A. Chernyuk, V. I. Sugakov**

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

Last years various experimental methods of creation of traps for excitons are intensively devised to study phase transitions in excited states of the systems, in particular to study Bose-Einstein condensation.

In the given paper, we investigate of the exciton condensation in double quantum wells (QW's) in the presence of a periodic potential (Fig. 1), which is periodical along  $x$ -axis and uniform along  $y$ -axis ( $XY$  is the QW plane). A similar system was realized in the experiment [1] (the trap with periodical potential).

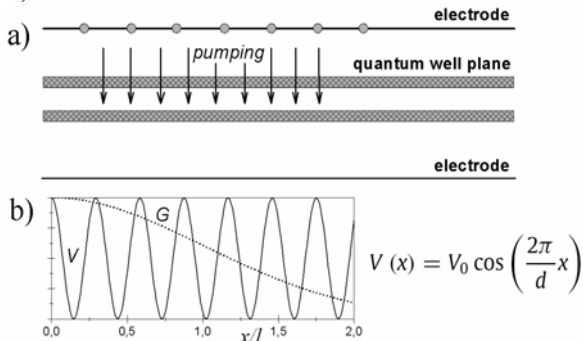


Fig. 1. a) The scheme of the system (circles denote the electrodes). b) The plot of the pumping  $G$  and modulating potential  $V$  along  $x$ -axis in the QW plane.

We calculated [3] the exciton density with the approach, applied at spinodal decomposition investigation, generating the method for unstable particles and taking into account the pumping [2].

Modulation of the potential leads to accumulation of excitons in potential minima  $V$ , where excitons move after generation by the pumping  $G$ . The pumping was supposed to be of a Gaussian profile.

At small irradiation intensity, the maximal exciton density is concentrated in potential minima, and the structure is monotonous (rows of high density, which are parallel to  $y$ -axis), periodically situated along  $x$ -axis. When the pumping exceeds a threshold value, homogeneous density distribution along a row becomes unstable with respect to the formation of condensed phase islands (Fig. 2,  $a$ ), e.g. the system becomes non-uniform along rows. Appearance of islands is the result of exciton condensed phase formation and a nonequilibrium state of the system due

to the finite exciton lifetime and the presence of the pumping. At large irradiation intensity separate islands merge into solid shafts of the condensed phase.

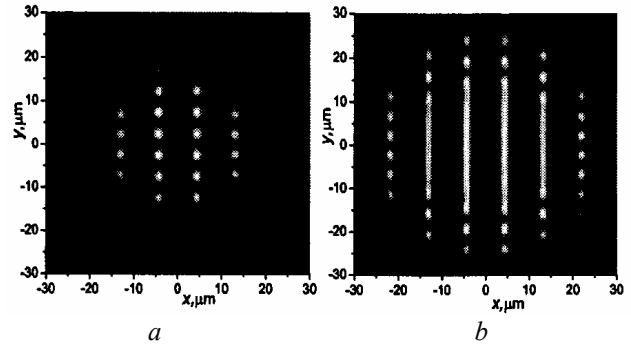


Fig. 2. The exciton density distribution in the QW plane at different potential depths  $V_0$ , meV:  $a$  - 0.115;  $b$  - 0.265.

The structure in the form of separate islands also transforms into rows with increasing the potential depth  $V_0$  (Fig. 2,  $b$ ). This is due to the fact that with increasing the modulation depth, the exciton density in the minima of the potential rises, and it is equivalent to increasing of the pumping and the efficiency of traps for excitons.

Thus, the results are the following: 1) at pumping larger than a threshold value, the condensed exciton phase appears in the form of periodically situated rows, which break down into separate islands. 2) with increasing the depth of the potential or with pumping increasing islands conjugate into solid shafts; 3) in case of exciton-exciton annihilation larger values of the pumping are necessary for the structure appearance.

The study of the considered system is promising for the determination of parameters of the condensed phase, what will be important for a construction of a microscopic model of the condensed phase.

1. M. Remeika, J.C. Graves, A.T. Hammark *et al.*, Phys. Rev. Lett. **102**, 186803 (2009).
2. V.I. Sugakov and A.A. Chernyuk, JETP Lett. **85**, 570 (2007).
3. A.A. Chernyuk and V.I. Sugakov. Solid State Commun. **149**, 2185 (2009).

## CRITICAL FIELDS OF GIANT VORTEX STRUCTURES ARISING IN SPHERICAL TYPE-II SUPERCONDUCTORS

O. Shevtsova

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

Vast development of nanotechnology changes our knowledge about physics of the vortex state of mesoscopic superconductors, i.e. superconductors whose sizes are commensurable to the coherence lengths or the penetration depths [1]. In this case magnetic properties of the superconducting samples will be quite different from the bulk superconductor properties. It is the well known fact that the triangular Abrikosov vortex lattice has the lowest energy in the bulk superconductor [2]. However classical Abrikosov vortices carrying a single vortex quantum and having topological singularities in the order parameter are not favorable energetically in mesoscopic superconductors. Moreover, just a few vortices can penetrate inside a mesoscopic superconductor whereas in a bulk superconductor the number of vortices can be numerous. So, geometrical sizes and shape of a sample determine the types of vortex structures which can be realized in the mesoscopic superconductors: multivortex structures with a spatial arrangement of singly quantized vortex states and axially symmetric giant vortex states [3 - 4]. First structures are the analog of Abrikosov vortices in bulk superconductors, the second structures are multiquantized vortices with a single core in the centre.

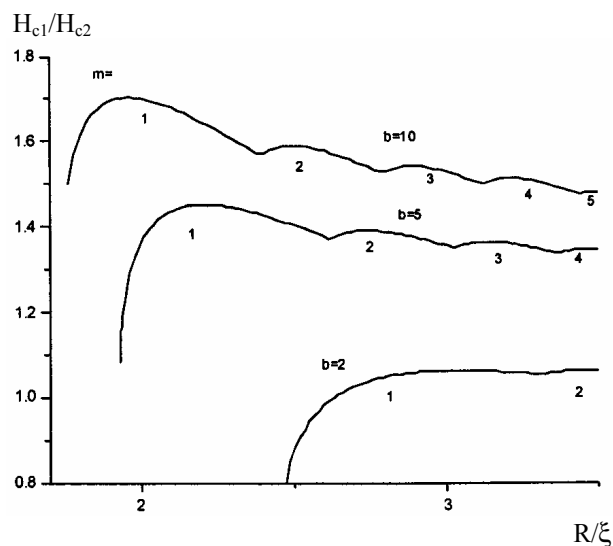
The subject of this consideration is studying magnetic properties of the mesoscopic type-II superconducting spherical samples embedded in different materials. In this case it is necessary to use the most general type of the boundary condition - de Gennes boundary which depends on the material property:

$$\frac{\partial \psi}{\partial \rho} + \frac{1}{b} \psi = 0. \quad (1)$$

The fulfilled calculation has been based on the presentation of the superconducting order parameter in a form of the spherical functions expansion [5]. This method allows to substantiate in the framework of the phenomenological Ginzburg - Landau theory that the giant vortices can occur in spherical mesoscopic superconductors, and investigate the giant vortex evolution at different types of the three dimensional boundary condition.

The upper critical field is determined as the value below which the normal phase is unstable with respect to initiation of the superconducting phase nucleus. In this case the superconducting phase nucleus is treated as the multiply quantized giant vortex

states with the maximal value of the vorticity which can be realized in the spherical sample. Resulting dependence of the upper critical field versus the inclusion radius is presented in Figure.



The critical field versus the inclusion radius at different values of the de Gennes "extrapolation length"  $b$ :  $b = 10$  (the upper curve),  $b = 5$  (the middle curve),  $b = 2$  (the lowest curve). The values  $m$  below curves denote the vorticity.  $H$  and  $R$  are presented in the units of the critical field  $H_{c2}$ , and the coherence length  $\xi$ , respectively.

This dependence has non-monotonic character caused by the transition of the giant vortex from one state to another. The obtained dependencies depend on the values  $R$  and  $b$ . It is seen that "the extrapolation length"  $b$  determines the number of possible vortex states which can be realized for the same inclusion radius. Besides, the calculated upper critical field versus radius curves can be interpreted as the border of area where the giant vortex states can appear. The amplitude of the oscillations is decreasing with the increase of the inclusion radius and the oscillations are practically indistinguishable.

1. A.K. Geim, I.V. Grigorieva, S.V. Dubonos *et al.*, Nature (London) **390**, 259 (1997),
2. P.G. de Gennes, *Superconductivity of metals and alloys* (Mir, Moscow, 1968).
3. A. Schweigert, F.M. Peeters, and P.S. Deo, Phys. Rev. Lett. **81**, 2783 (1998)
4. A. Kanda, B. J. Baelus, F. M. Peeters *et al.*, Phys. Rev. Lett. **93**, 257002 (2004).
5. O.N. Shevtsova, Supercond. Sci. Technol. **18**, 726 (2005).

LOCALIZED EXCITON STATES WITH GIANT OSCILLATOR STRENGTH  
 IN QUANTUM WELL IN VICINITY OF METALLIC NANOPARTICLE

V. I. Sugakov, G. V. Vertsimakha

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

The properties of metal nanoparticles have been studied intensively in different branches of science: physics, chemistry, biology and medicine [1]. In the present paper the effect of the exciton-plasmon coupling on the spectra, character of the motion and the lifetime of an exciton in a semiconductor quantum well are investigated.

We consider a semiconductor crystal containing a quantum well and a spherical metallic nanoparticle on the center-to-center distance  $d$  along the direction of the crystal growth. The Hamiltonian of the exciton-plasmon interaction was written as

$$H_{\text{int}} = e \sum_{lm} \frac{1}{2} \left( \frac{\hbar}{B_{lm} \omega_l} \right)^{\frac{1}{2}} \sum_i \left( \varphi_{lm}^{(2)*}(\vec{r}_i) A_{lm}^+ + \varphi_{lm}^{(2)}(\vec{r}_i) A_{lm} \right),$$

where  $\vec{r}_i$  is the coordinate of the  $i$ -th electron in the quantum well,  $\varphi_{lm}^{(1)}(\vec{r})$  and  $\varphi_{lm}^{(2)}(\vec{r})$  are the harmonics of the solution of the Laplace equation for the conductive sphere,  $A_{lm}^+$  and  $A_{lm}$  are the creation and annihilation operators of the plasmon of the frequency  $\omega_l$ ,  $B_{lm}$  is the functional depending on potentials  $\varphi_{lm}^{(1,2)}(\vec{r})$  and eigen frequencies  $\omega_l$ .

The lowest energy levels of the excited states of the system were calculated variationally taking into account the exciton-plasmon interaction in the dipole-dipole approximation. To characterize the optical properties of the studied system the oscillator strength of the transition between the ground state and the lowest excited states of our system was calculated.

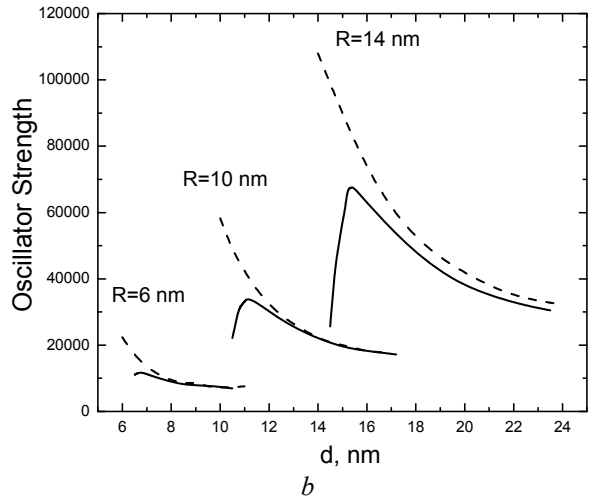
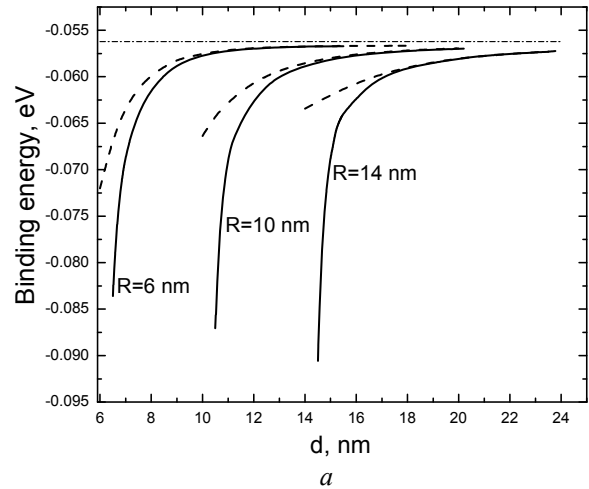
It is shown that the presence of the metallic nanoparticle in the vicinity of the quantum well can alter qualitatively the exciton states and optical properties of the structure. In particular:

1) if the exciton energy level is lower than the energy of the plasmon, the interaction of the exciton with the surface plasmon can cause localization of the exciton near the nanoparticle (see Figure, *a*);

2) strong resonance interaction between the exciton and the plasmon states changes the character of the motion of the exciton as a whole from the Wannier-like to the Frenkel-like type of exciton propagation;

3) the giant increase of the oscillator strength of the localized exciton transition takes place near the resonance between the exciton and the plasmon levels (see Figure, *b*). Calculations show that in the case of the exciton-plasmon resonance the oscillator strength for the transition of the localized exciton

can exceed by several orders of magnitude the oscillator strength for the free exciton in the quantum well. This effect is caused by: a) the "swapping" of the dipole plasmon transition intensity into the intensity of the exciton transition; b) the large radius of the exciton state localized near the nanoparticle and, consequently, the enhancement of the oscillator strength due to the Rashba effect.



*a*). The binding energy of the exciton for nanoparticles of different radii as the function of distance of the quantum well from nanoparticle with (solid line) and without (dashed line) taking into account the interaction with the charge images. *b*). The exciton oscillator strength as the function of the center-to center distance.

1. C.F. Bohren and D.R. Huffman, *Absorption and Scattering of Light by Small Particles* (J. Wiley & Sons, New York, 1983).

## КІНЕТИКА ТРАНСФОРМАЦІЇ ТОЧКОВИХ ДЕФЕКТІВ У ПРОЦЕСІ ВІДПАЛУ ЕЛЕКТРОННО-ОПРОМІНЕНОГО КРЕМНІЮ

Г. П. Гайдар, О. П. Долголенко, П. Г. Литовченко

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

Аналіз більшості наукових праць показав, що відпал радіаційних дефектів у кремнії описується лише частково. При цьому використовують зазвичай лише два механізми відпау: дисоціацію та міграцію дефектів на стоки. Найкраще у кремнії вивчено точкові дефекти, у тому числі первинно-створені вакансії (V) і міжвузлові атоми (I) та їх комплекси з дефектами. Експериментальне дослідження таких дефектів досить складне, і, у першу чергу, це стосується вивчення їхньої рухливості залежно від температури. Окрім цього, одержані на даний час докази щодо природи цих дефектів здебільшого є непрямими. Термодинамічні властивості вакансій у кремнії й дотепер невідомі. Ентальпія міграції вакансії в нульовому зарядовому стані  $E_m = 0,45$  еВ при температурі, вищій за 175 К [1], але ця величина бездоказово використовувалася і при високих температурах. Експерименти щодо вивчення радіаційно-прискореної дифузії  $^{30}\text{Si}$  показали, що вона описується ентальпією, яка дорівнює  $(0,92 \div 0,26)$  еВ. Автори [2] довели, що при температурах 780 і 872 °С дифузія описується вакансійним механізмом з  $H_V^m = (1,8 \pm 0,5)$  еВ.

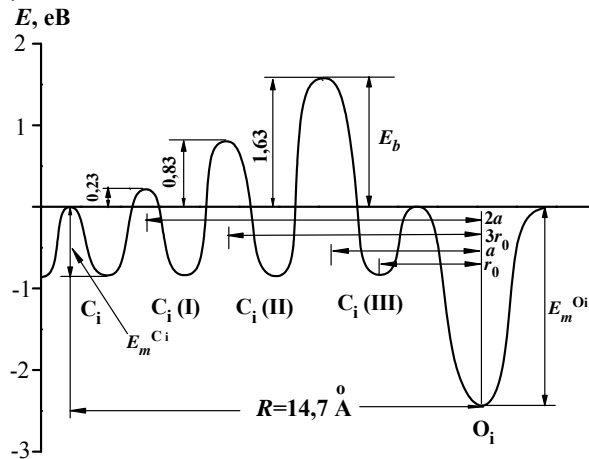
У нашій роботі на основі експериментальних даних R. E. Whan [3] уперше описано відпал А-центрів у широкому температурному інтервалі (від 200 до 650 К) після опромінення n-Si, вирощеного методом Чохральського (Cz), 2 МеВ електронами, у тому числі вивчено три стадії росту концентрації А-центрів у процесі відпау. Обґрунтовано необхідність урахування при описі відпау вакансійного типу дефектів анігіляцію їх з рухливими дефектами міжвузлового типу. Показано, що ріст концентрації  $C_i$ -дефектів пов'язаний із механізмом заміщення Воткінса  $C_s$ -дефектів міжвузловими атомами кремнію з нульовим бар'єром та енергією міграції I ( $E_I^m = 0,5$  еВ).

Описано трансформацію попередників утворення стабільного дефекту  $C_iO_i$  при відпалі за експериментальними даними роботи [4], у якій розглядалися коливальні смуги поглинання, пов'язані з метастабільними станами дефекту  $C_iO_i$ .

Запропоновано схематичну модель (енергетичну діаграму) метастабільної пари  $C_iO_i$  (див. рисунок).

Визначено розташування й величини потенціальних бар'єрів на шляху міграції міжвузлового

атома вуглецю до кисню ( $O_i$ ) в об'ємі радіуса  $14,7 \text{ \AA}$  захоплення  $C_i$  атомом  $O_i$ .



Схематична модель метастабільної пари  $C_iO_i$ :  $E_b$  – енергія деформаційного бар'єра навколо  $O_i$ ;  $E_m$  – енергія міграції;  $E_a = E_m + E_b$  – енергія активації руху;  $r_0 \approx 2,35 \text{ \AA}$  – мінімальна віддаль між атомами;  $a \approx 5,43 \text{ \AA}$  – стала ґратки кремнію.

Виходячи із експериментальних даних, авторами [5] для Cz-Si, опроміненого 2,5 МеВ електронами при кімнатній температурі, описано відпал VO та  $C_iO_i$  дефектів і показано, що енергія міграції вакансії і міжвузлового атома вуглецю ( $C_i$ ), яка обумовлюється ступенем їх локалізації у ґратці кремнію, дорівнює при температурі  $\sim 550 \text{ K}$   $E_m^V = 1,1$  еВ і  $E_m^{C_i} = 1,16$  еВ відповідно.

Наведено докази, що коливальна смуга інфрачервоного поглинання  $865,9 \text{ cm}^{-1}$  належить А-центру, модифікованому вуглецем, а смуга  $967,4 \text{ cm}^{-1}$  – до метастабільного стану дефекту  $C_iO_2$ , пов'язаного з димером кисню. Визначено положення донорного рівня А-центра у забороненій зоні кремнію  $E_V + 0,33$  еВ.

1. P. Partyka, Y. Zhong, K. Nordlund *et al.*, Phys. Rev. **B64**, 235207 (2001).
2. H. Bracht, J. Fage Pedersen, N. Zangenberg *et al.*, Phys. Rev. Lett. **91**, 245502 (2003).
3. R.E. Whan, J. Appl. Phys. **37**, 3378 (1966).
4. L.I. Khirunenko, M.G. Sosnin, Yu.V. Pomozov, *et al.*, Phys. Rev. **B78**, 155203 (2008).
5. L.I. Murin, V.P. Markevich, J.L. Lindstrom *et al.*, Solid State Phenomena **82-84**, 57 (2002).

## ОСОБЛИВОСТІ ЕФЕКТУ ДАЛЕКОДІЇ В КРЕМНІЇ ПРИ ІМПЛАНТАЦІЇ ЯДЕР ВОДНЮ І ГЕЛІЮ

А. А. Гроза, П. Г. Литовченко, М. І. Старчик, **В. І. Хіврич**, Г. Г. Шматко

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

Одним з ефектів, що супроводжує процес імплантації важких іонів, є поява дефектів у запробіжній для іонів частині кристала. Механізм цього явища залишається нез'ясованим до цього часу. Певну ясність можуть внести дослідження опромінення монокристалів кремнію 6,8 MeV протонами і 27,2 MeV альфа-частинками, проєкційний пробіг яких у кремнії однаковий (360 мкм).

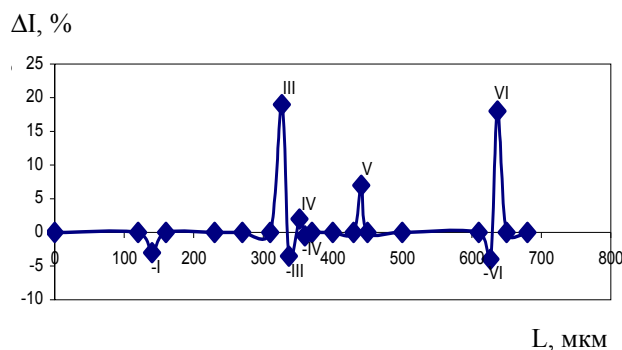
У монокристалах кремнію при імплантації ядер водню (протонів) з енергією  $E = 6,8$  MeV ( $\Phi = 1 \div 3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$ ),  $E = 43$  MeV ( $\Phi = 1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$ ),  $E = 50$  MeV ( $\Phi = 5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ ) і ядер гелію (альфа-частинок) з енергією  $E = 27,2$  MeV, ( $\Phi = 1 \times 10^{17} \text{ см}^{-2}$ ) виявлено радіаційний вплив та розповсюдження періодичної дефектної структури в запробіжну для іонів частину зразків („ефекти далекодії”), які не передбачені існуючою теорією іонної імплантації.

Радіаційний вплив після протонного опромінення проявлявся у прискоренні утворення термодфектів у шарах росту кристала, яке в запробіжній для протонів частині зразка було більш інтенсивним і спостерігалось при температурі на  $50^\circ$  нижчій, ніж у пробіжній.

При опроміненні альфа-частинками виявлено утворення періодичної дефектної структури у вигляді стінок дефектів перпендикулярних напрямку руху іонного снопа, яка поширювалася в глибину зразків як до, так і за область гальмування іонів. „Стінки“ дефектів спостерігалися візуально на метал-мікроскопі, а на растрових електро-

них мікрофотографіях зразків, опроміненних альфа-частинками, виявлено темні і світлі лінії, які за їх відстанню від поверхні зразків можна віднести до відповідних стінок дефектів. Розташування стінок дефектів по відношенню до поверхні зразка з боку опромінення наочно ілюструє рисунок, на якому наведено комп'ютерну фотометрію растрової електронної мікрофотографії поверхні поперечного перерізу одного із зразків.

Формування періодичної дефектної структури ми пов'язуємо з процесом самоорганізації радіаційних дефектів, а розповсюдження радіаційного впливу в запробіжну для іонів частину кристала – з можливою реалізацією солітонного механізму.



Фотометрія растрової електронної мікрофотографії поверхні поперечного перерізу зразка кремнію, опроміненого альфа-частинками. Напрямок опромінення [111] – по осі абсцис.

## ВПРОВАДЖЕННЯ ТЕХНОЛОГІЇ РЕКОНСТРУКЦІЇ ЗРАЗКІВ-СВІДКІВ СВІТОВОГО РІВНЯ В “ГАРЯЧИХ” КАМЕРАХ ІЯД НАН УКРАЇНИ

Л. І. Чирко, С. М. Ковбасенко, В. М. Ревка, Ю. В. Чайковський, Ю. С. Гульчук

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

У поточному році у відділі радіаційного матеріалознавства ІЯД НАН України на базі “гарячих” камер впроваджена технологія реконструкції зразків-свідків (ЗС) металу корпусів реакторів (КР) ВВЕР-1000, сертифікована комісією Євросоюзу та Державним комітетом ядерного регулювання України (ДКЯРУ). Необхідність реконструкції ЗС обумовлена нестачею однорідно опромінених зразків у групі, що випробовується для отримання критичної температури крихкості при даному флюенсі швидких нейтронів. Для подолання цього недоліку необхідно з половинки ЗС, випробуваного на ударний чи триточковий вигину, виготовити так звану вставку і приварити до її торців кінцеві надставки (так звані хвостовики), при цьому не змінивши властивостей металу вставки, тобто не перегрівши її вище температури експлуатації 300 °С.

Технологія реконструкції складається з 12 етапів, кожен з яких використовує свою методику, розроблену у відділі радіаційного матеріалознавства. Визначення флюенсів швидких ( $E > 0,5$  МеВ) нейтронів, накопичених робочими частинами ЗС (на рівні  $\frac{1}{4}$ ,  $\frac{1}{2}$  і  $\frac{3}{4}$  висоти зразка), проводиться у відділі проблем дозиметрії ІЯД за власною методикою.

Для виконання робіт з реконструкції ЗС “гарячі” камери завдяки зусиллям ДП НАЕК “Енергоатом” обладнані необхідним устаткуванням, яке встановлене всередині “гарячих” камер і керується дистанційно:

установкою для електронно-променевого зварювання;

установкою для вирощування в зразках втомних тріщин, що імітують тріщини в металі стінки корпусу реактора, з наступним їх випробуванням на тріщиностійкість;

електроерозійним верстатом для механічної обробки половинок і зварених зразків.

Наразі прибувають ще дві установки:

інструментований копел фірми INSTRON;

мікроскоп фірми Aberlink, Велика Британія для вимірювання геометричних розмірів надрізів, втомних тріщин, вставок і зварених зразків.

Для проведення робіт з реконструкції ЗС для міжнародних проєктів, а також для виконання вітчизняних замовлень технологія реконструкції має бути ухвалена Єврокомісією та атестована ДКЯРУ. З цією метою у вересні 2009 р. були проведені атестаційні експерименти з контролю:

1) міцності зварних швів шляхом квазістатич-

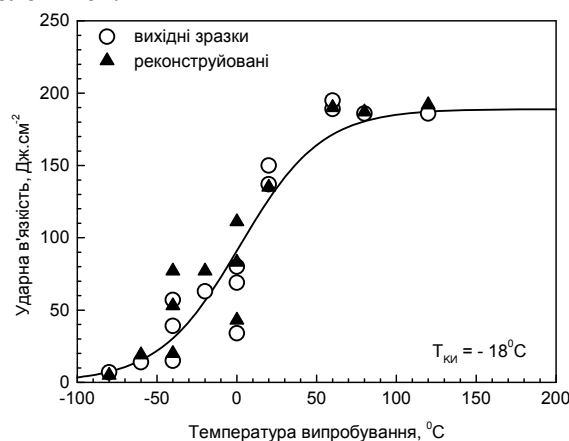
ного вигину зварених заготовок без надрізу при температурах 20, 0 та -70 °С;

2) відсутності перегріву середньої частини вставки під час зварювання, що гарантує відсутність зміни властивостей металу.

Результати задокументовано в 23 протоколах.

Результати металографічних досліджень металу шва і зони термічного впливу ЗС, зварених при оптимізованих параметрах, виявили структури, характерні для електронно-променевого зварювання.

На рисунку наведено експериментальні значення ударної в'язкості залежно від температури випробування цілих зразків, виготовлених із корпусної сталі реактора недобудованої Кримської АЕС, і зразків, реконструйованих з отриманих половинок.



Узагальнена температурна залежність ударної в'язкості для цілих та реконструйованих зразків.

Визначення однорідності вибірок даних для цілих та реконструйованих зразків проведено за тестом Чоу. У результаті розрахунків вибірки виявилися однорідними, оскільки значення F-статистики для рівня значимості 0,05 виявилось меншим за критичну величину (0,57 і 3,05). Аналогічний висновок отримано й для зразків на статичну в'язкість руйнування.

Таким чином, результати показали статистично однакові значення критичної та референсної температур.

У жовтні 2009 р. ІЯД НАН України отримав дозвіл ДКЯРУ на проведення робіт з реконструкції опромінених ЗС металу корпусів реакторів АЕС України. Першими для реконструкції використовуються зразки металу корпусу реактора блока № 1 Південно-Української АЕС.

## Анотації робіт з фізики плазми

### КАНАЛЮВАННЯ ЕНЕРГІЇ ТА ІМПУЛЬСУ НЕСТІЙКОСТЯМИ НА ЕНЕРГІЙНИХ ІОНАХ У ТЕРМОЯДЕРНІЙ ПЛАЗМІ

Я. І. Колесниченко, В. В. Луценко, Ю. В. Яковенко

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

Відкрито нове явище – каналювання енергії та імпульсу при збудженні нестійкостей плазми енергійними іонами (рис. 1). Воно може призводити до докорінної зміни радіального профілю нагрівання плазми й зміни в часі частоти нестійкості. Імовірно, каналювання енергії було визначальним фактором в експериментах на сферичному торі NSTX (США), де під час збудження альфвенівських нестійкостей спостерігалось

уширення профілю температури плазми і навіть падіння температури при нарощуванні потужності пучка іонів, інжектованого в плазму (рис. 2). Це нове явище свідчить про те, що роль нестійкостей на енергійних іонах у міжнародному реакторі ІТЕР та майбутніх термоядерних реакторах може бути значно більшою, ніж прийнято вважати.

Роботу виконано в рамках Проекту УНТЦ № 4588 та опубліковано в журналі Phys. Rev. Lett. **104**, 075001 (2010).

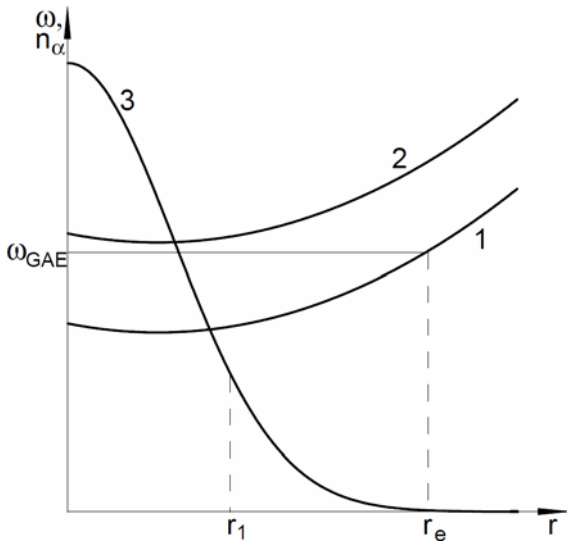


Рис. 1. Частота GAE моди (горизонтальна лінія), гілки альфвенівського континууму з модовими числами  $m, n$  та  $m + 1, n$  (криві 1 та 2) та радіальний профіль іонів пучка (крива 3). Цей ескіз демонструє каналювання енергії GAE модою: мода отримує енергію від іонів пучка головним чином всередині області  $r < r_1$ , але віддає енергію електронам завдяки континуумному згасанню в області  $r \sim r_e$ .

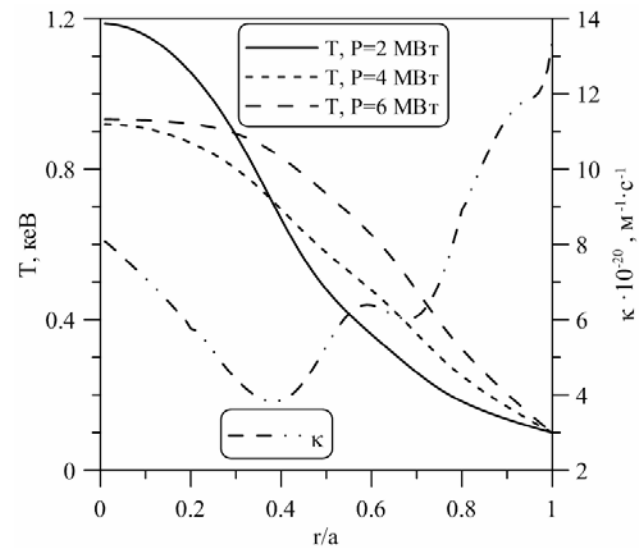


Рис. 2. Чисельно обрхована температура плазми та теплопровідність  $\kappa(r)$  у токамаці NSTX. Профілі температури отримано для  $r_e/a = 0.6$ .



## АНОМАЛЬНИЙ ТРАНСПОРТ ТА ОБЕРТАННЯ ПЛАЗМИ, СПРИЧИНЕНІ НЕСТІЙКОСТЯМИ НА ЕНЕРГІЙНИХ ІОНАХ У ТОКАМАКАХ ТА СТЕЛАРАТОРАХ

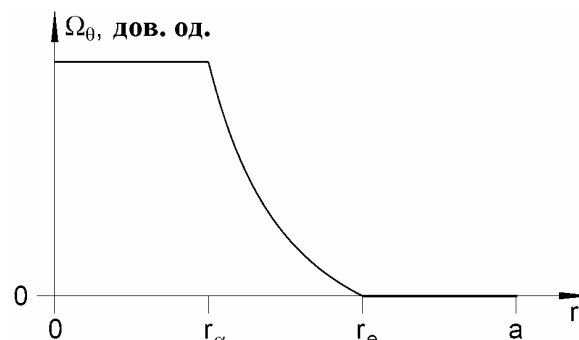
Я. І. Колесниченко<sup>1</sup>, В. В. Луценко<sup>1</sup>, Р. Б. Вайт<sup>2</sup>, А. Веллер<sup>3</sup>, Ю.В. Яковенко<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

<sup>2</sup>Принстонська лабораторія фізики плазми, Принстон, США

<sup>3</sup>Інститут фізики плазми Макса Планка, Грайсвальд, Німеччина

Запропоновано теорію транспорту плазми під дією нестійкостей на енергійних іонах. З неї випливає, що ці нестійкості можуть вести до сильного погіршення утримання енергії плазми, у той час як їх впливом на транспорт частинок можна знехтувати. Знайдено два фізичних механізми аномального транспорту електронів поперек магнітного поля: аномальна теплопровідність та конвекція, спричинена хвилями. Використовуючи рівняння квазілінійної теорії, обрховано коефіцієнти аномальної теплопровідності пролітних і захоплених електронів при збудженні альфвенівських нестійкостей плазми. З теорії випливає, що розвиток нестійкостей може супроводжуватися зменшенням частоти коливань через доплерівський зсув частоти, що змінюється в часі (frequency chirping) (див. рисунок). Теорію застосовано до експериментів на стелараторі Wendelstein 7-AS та сферичному торі NSTX. Знайдено фізичні механізми, відповідальні за аномальний транспорт у цих пристроях. Зроблено висновок, що генерація кінетичної альфвенівської хвилі може відігравати велику роль, при-



Обертання плазми, спричинене нестійкістю, що збуджується енергійними іонами. Позначення:  $\Omega_\theta$  –полоїдальна частота обертавання плазми;  $r$  – радіальна координата;  $a$  – радіус плазми;  $r_\alpha$  – радіус випромінювання хвиль енергійними іонами;  $r_e$  – радіус поглинання хвиль електронами.

зводячи до аномального транспорту поза межами локалізації альфвенівських мод.

Роботу виконано в рамках Проекту УНТЦ № 4588.

## ГАМУВАННЯ АЛЬФВЕНІВСЬКИХ МОД У ТОРОЇДАЛЬНИХ СИСТЕМАХ З РЕЗИСТИВНОЮ СТІНКОЮ

Я. І. Колесниченко, В. В. Луценко

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Вивчення альфвенівських нестійкостей, що спричинені енергійними іонами у токамаках і стелараторах, вимагає знання радіальної структури моди, що дестабілізується. Для опису власних мод зазвичай використовують граничні умови, що є справедливими при наявності ідеально провідної стінки камери. Ці ж граничні умови використовуються при вивченні мод на енергійних частинках (ЕРМ). Однак відомо, що скінченна провідність стінки може сильно впливати на стійкість плазми, призводячи до збудження периферійних мод, спричинених резистивністю стінки (resistive wall modes), що обмежують можливість досягнення високих значень  $\beta$ . З іншого боку, вплив провідності стінки на альфвенівські власні моди до цього часу не вивчався, що й мотивувало наші дослідження.

Аналіз, що виконано, враховує скінченну провідність стінки та наявність вакуумного прошарку між плазмою та стінкою. Показано, що провід-

ність стінки призводить до додаткового гамування альфвенівських власних мод; визначено скіновий часу стінки, для якого гамування є максимальним. Як приклад, розглянуто гамування незвичайної глобальної альфвенівської власної моди (NGAE) у стелараторах (моди, подібної до RSAE мод у токамаках). Крім того, зроблено висновок, що резистивна стінка може призводити до появи нових мод, локалізованих на периферії плазми. Наразі периферійно локалізовані моди (PLM) отримано в припущенні однорідної плазми (розрахунки для неоднорідної плазми тривають), але аналітичний розгляд показує, що саме наявність вакуумного прошарку між плазмою та стінкою призводить до появи цих мод (додаткова потенціальна яма може з'явитись у потенціалі у рівнянні Шредінгера).

Роботу виконано в рамках Проекту УНТЦ № 4588.

**ФІШБОН-МОДА У СТИСЛИВІЙ ПЛАЗМІ**

**Я. І. Колесниченко<sup>1</sup>, В. В. Луценко<sup>1</sup>, Р. Б. Вайт<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

<sup>2</sup>Принстонська лабораторія фізики плазми, Принстон, США

Фішбон-нестійкість – нестійкість моди з  $m = n = 1$  ( $m$  і  $n$  – полоїдальне та тороїдальне хвильове число відповідно), що збуджується енергійними іонами, спостерігалася в багатьох експериментах на токамаках. Однак до цього часу теоретичні роботи з цієї нестійкості базувалися на припущенні про нестисливість плазми.

У цій роботі розвинено теорію з урахуванням стисливості плазми, а саме:

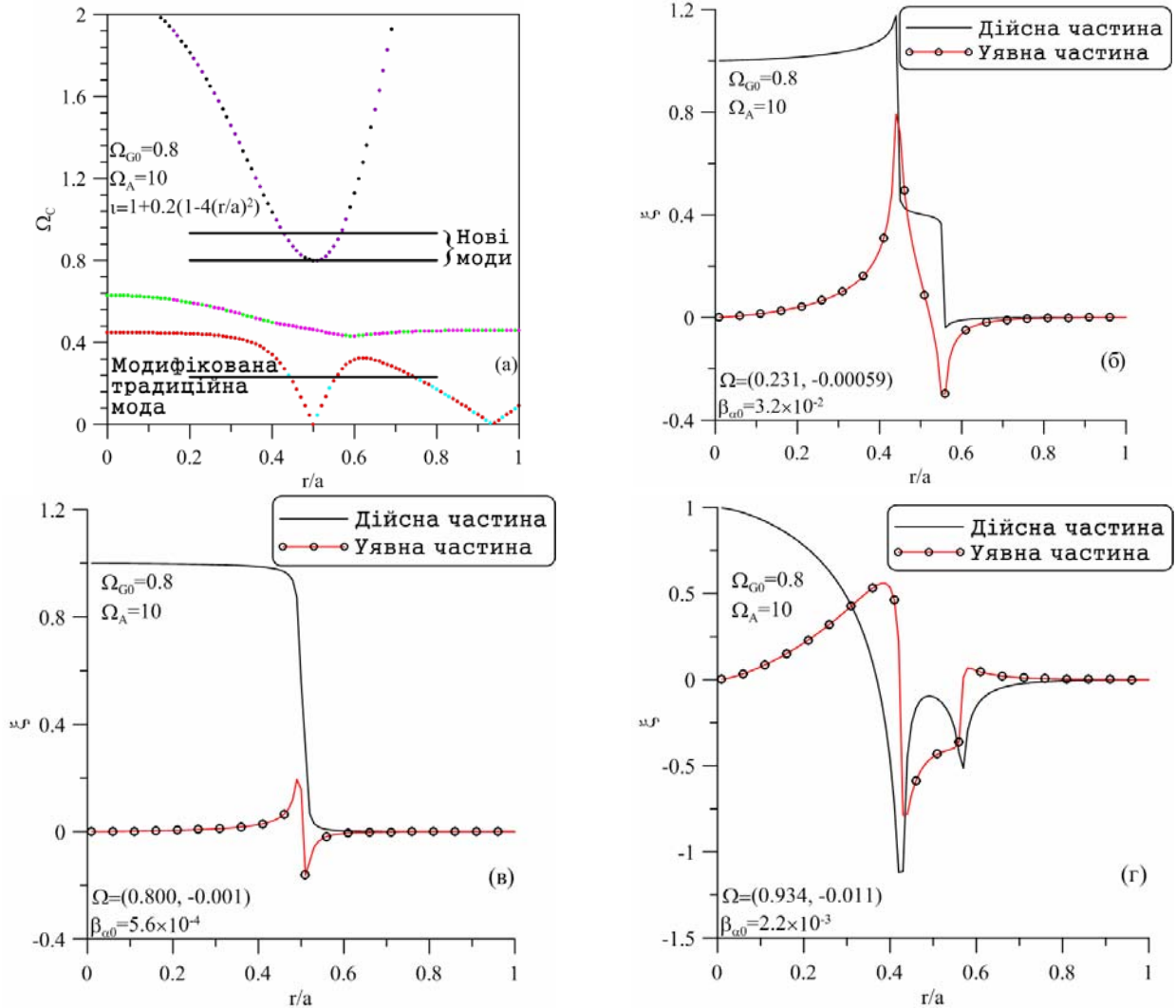
відкрито два типи фішбон-нестійкості з частотою, що значно перевищує частоту відомої фішбон-нестійкості (частота нових нестійкостей є близькою до  $\omega_G$ , де  $\omega_G$  – частота геодезичної акустичної моди при  $q = 1$ ,  $q$  – запас стійкості), а саме: (i) резонансну континуумну моду (RCM),

(ii) нерезонансну щілинну моду (NGM) (див. рисунок);

показано, що континуумне гамування RCM мод може бути дуже малим, а радіальний профіль нових мод може істотно відрізнитися від жорсткого зсуву, характерного для традиційної фішбон-нестійкості;

зроблено висновок про те, що нестійкість з частотою  $\omega \sim \omega_G$ , що спостерігалася на токамаці JET, може бути інтерпретована як збудження NGM моди або RCM моди.

Роботу виконано в рамках Проекту УНТЦ № 4588.



Резонансна континуумна мода (RCM): а - континуум та частоти мод; б - структура традиційного фішбона; в - структура моди з  $\omega \approx \omega_G$ ; г - структура моди з  $\omega > \omega_G$ .

**ПРЕЦЕСІЯ ЕНЕРГІЙНИХ ІОНІВ У ТОКАМАКАХ  
З НЕКРУГЛИМ ПЕРЕРІЗОМ ТА ВИСОКИМ  $\beta$**

**О. С. Бурдо<sup>1</sup>, Я. І. Колесниченко<sup>1</sup>, С. Сіпіля<sup>2</sup>, Ю. В. Яковенко<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ  
<sup>2</sup>Хельсінський технічний університет, Еспоо, Фінляндія

Добре відомо, що тороїдальна прецесія енергійних іонів може сильно впливати як на дифузію частинок, так і на стійкість плазми. Прецесія захоплених частинок вивчена досить добре, за винятком випадку дуже високих  $\beta$  (відношення локального тиску плазми до тиску магнітного поля на осі), коли повне магнітне поле має локальний мінімум всередині плазми. Прецесія пролітних частинок досліджена значно слабкіше, особливо в плазмі з некруглим перерізом. Вона була вивчена в роботі [1], де було отримано й проаналізовано вирази для частоти прецесії. Було знайдено, що головними параметрами, які визначають величину та напрямок прецесії, є видовженість плазми та профілі запасу стійкості і  $\beta$ . Однак теорія [1] побудована лише для двох граничних випадків: для частинок з малою товщиною орбіт у токамаках із круглим перерізом і довільним магнітним широм та для частинок з довільною товщиною орбіт у токамаках з нехтовним широм. Метою цієї роботи є перевірка передбачень теорії та дослідження прецесії у токамаках з некруглим перерізом та ненульовими широм і тиском. Прецесія вивчалась за допомогою числових методів із застосуванням кодів GYROXY [2] та ASCOT [3].

Було досліджено залежність частоти прецесії від видовженості,  $\beta$  та магнітного ширю як для пролітних частинок, так і для захоплених. Зокрема, показано, що прецесія пролітних частинок у видовжених конфігураціях з ненульовим широм зростає із широм та зменшується з видовженістю. Отримано інтерполяційні формули для залежності частоти прецесії від магнітного ширю, тиску та видовженості. У граничних випадках, коли теорія [1] є застосовною, результати числового моделювання для пролітних частинок добре узгоджуються з нею. Досліджено прецесію захоплених частинок у конфігураціях з високим  $\beta$  і локальним мінімумом магнітного поля всередині плазми. Зокрема, підтверджено зміну знака радіальної залежності прецесії для таких конфігурацій, передбачену у роботі [4]. Результати відповідних розрахунків наведено на рис. 1 та 2, де  $R_0 = 85$  см,  $a = 67$  см, видовженість  $k = 2.2$ , трикутність  $\Delta = 0.5$ , енергія  $E = 1$  кеВ, магнітне поле на осі  $B_0 = 3$  кГс, а  $p_0$  нормоване на  $B^2/4\pi$ .

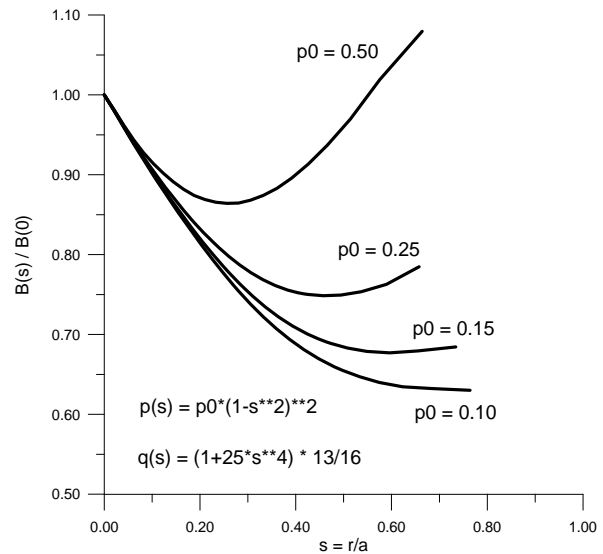


Рис. 1. Радіальні залежності величини нормованого повного магнітного поля для різних тисків плазми  $p(s) = p_0(1 - s^2)^2$ ,  $s = r/a$ . При  $p_0 = 0,25$  та  $p_0 = 0,50$  магнітне поле має чіткий локальний мінімум всередині плазми.

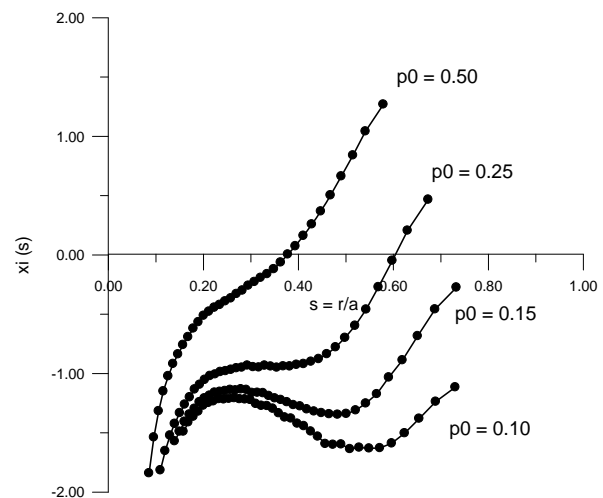


Рис. 2. Радіальні залежності знерозміреної частоти прецесії  $\xi$  для різних тисків плазми  $p(s) = p_0(1 - s^2)^2$ . При  $p_0 = 0,25$  та  $p_0 = 0,50$  прецесія змінює знак.

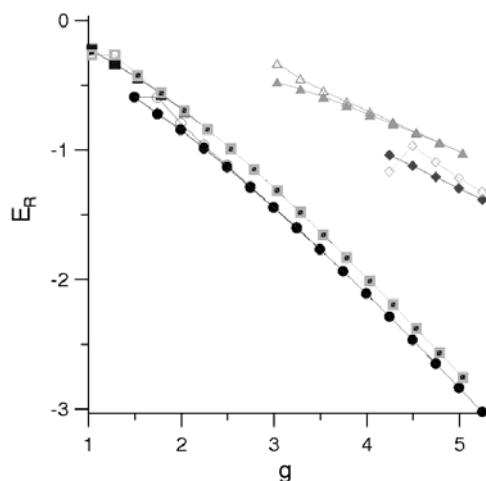
1. Ya.I. Kolesnichenko, R.B. White, and Yu.V. Yakovenko, Phys. Plasmas **10**, 1449 (2003).
2. M.H. Redi *et al.*, Plasma Physics and Controlled Fusion (Proc. 29th EPS Conf. Montreux, 2002) Europhys. Conf. Abstr., **26B** (EPS, 2002).
3. S. Sipilä, Monte Carlo simulation of charged particle orbits in the presence of radiofrequency waves in tokamak plasmas (Espoo, Finland, 1997).
4. Ya.I. Kolesnichenko, V.V. Lutsenko, and V.S. Marchenko, Nucl. Fusion **40**, 1731 (2000).

## ГЕНЕРАЦІЯ КІНЕТИЧНИХ АЛЬФВЕНОВИХ ХВИЛЬ НЕЗВИЧАЙНИМИ ГЛОБАЛЬНИМИ АЛЬФВЕНІВСЬКИМИ ВЛАСНИМИ МОДАМИ

О. П. Фесенюк, Ю. В. Яковенко, Я. І. Колесниченко, А. П. Пасічний

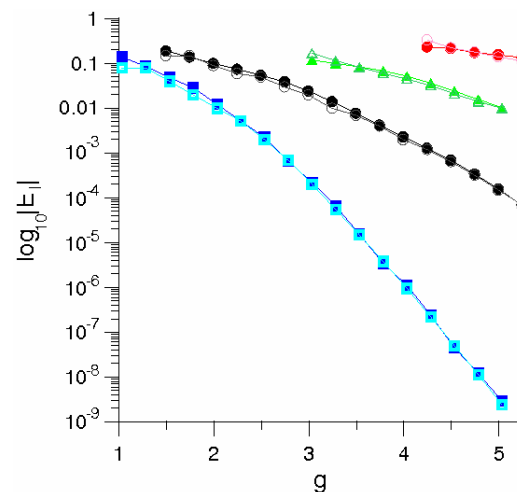
*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

Альфвенівські нестійкості, збуджені енергійними іонами, можуть погіршувати утримання цих іонів і, у деяких випадках, навіть основної плазми [1]. У роботі [2] було вказано, що погіршення утримання енергії плазми в експериментах на стелараторі W7-AS [3], імовірно, відбувається за рахунок винесення енергії коливаннями електричного поля кінетичної альфвенової хвилі (КАХ), випроміненої ідеальною незвичайною глобальною альфвенівською власною модою (НГАВМ) через тунелювання. Цей ефект має назву «випромінне гамування» [4]. У цій роботі розвинено загальну теорію генерації КАХ модами НГАВМ/АВМОШ (АВМОШ – альфвенівські власні моди оберненого ширину, спостережувані в токамаках). Проаналізовано рівняння для альфвенових хвиль з урахуванням кінетичних ефектів, наведене в роботі [5]. У просторі радіального хвильового числа виведено рівняння Шредінгера для локалізованих НГАВМ. НГАВМ представлені як квазірівноважні стани цього рівняння у випадку, коли потенціал має один або два центральних мінімуми, оточені двома максимуми.



Отримано необхідну умову їхнього існування. За допомогою методу Вентцеля - Крамерса - Брілюена отримано аналітичні вирази для декрементів випромінного гамування та частот мод для над- і підбар'єрних рівнів. Розроблено чисельний код, який розв'язує задачу на власні значення для отриманого рівняння Шредінгера з додатковою умовою відсутності падаючих хвиль. Цей код перевіряється іншим кодом, який розв'язує задачу квантово-механічного розсіяння для отриманого рівняння. Максимуми коефіцієнта проходження, знайдені за допомогою останнього коду, збігаються із задовільною точністю з квазірівноважними рівнями ефективної енергії, знайденими за допомогою першого коду.

На рисунку наведено результати обчислень безрозмірних квадрату частоти й декременту випромінного гамування для різних параметрів потенціалу. Випромінне гамування зростає зі спаданням параметра  $g$  і зростанням параметра  $\eta$ , що відповідає зменшенню ширини потенціального бар'єра.



Ліворуч: залежність безрозмірного квадрата власної частоти від параметру  $g$  при різних значеннях параметра  $\eta$  (потенціал  $V(p) = -\eta(p^2 + 1) - g/(p^2 + 1) + 1/(p^2 + 1)^2$ ). Праворуч: залежність безрозмірного декременту випромінного гамування  $E_i$  від параметра  $g$  при різних значеннях параметра  $\eta$ . Кругечками та ромбиками позначено відповідно перший і другий рівні при  $\eta = 0,1$ ; квадратами та трикутниками – відповідно перший і другий рівні при  $\eta = 0,3$ ; заповненими та порожніми символами – обчислення, виконані відповідно першим і другим кодами.

1. K. L. Wong, Plasma Phys. Control. Fusion **41**, R1 (1999).
2. Ya. I. Kolesnichenko *et al.*, Phys. Rev. Lett. **94**, 165004 (2005).
3. A. Weller *et al.*, Phys. Plasmas **8**, 931 (2001).
4. R. R. Mett and S. M. Mahajan, Phys. Fluids B **4**, 2885 (1992).
5. O. P. Fesenyuk *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **45**, 1 (2003).

**ПЕРЕРОЗПОДІЛ ПУЧКОВИХ ІОНІВ ТРИТІЮ ПРИ НАЯВНОСТІ ФІШБОН-НЕСТІЙКОСТЕЙ У ТОКАМАЦІ JET**

Т. Гасснер<sup>1</sup>, С. Пінчес<sup>2</sup>, С. Шарاپов<sup>2</sup>, В. Голобородько<sup>3</sup>, В. Яворський<sup>3</sup>, К. Шопф<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Інститут теоретичної фізики університету, Інсбрук, Австрія

<sup>2</sup>Калемський науковий центр, Асоціація EURATOM-UKAEA, Абінгдон, Великобританія

<sup>3</sup>Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

У роботі наведено результати чисельного моделювання поведінки інжекттованих тритонів в токамаці JET при наявності МГД-збурень. Поведінка іонів без МГД-збурень моделювалася за допомогою 3D Фоккер-Планківського коду FIDIT [1], а перерозподіл частинок при появі збурень за допомогою коду HAGIS [2].

На рис. 1 зображено порашовані інтенсивність та положення резонансного рівня в площині енергетичних змінних. Захоплені та невелика кількість іонів, що рухаються проти магнітного поля з повздовжньою долею швидкості в межах  $-0,2 < \xi < 0,05$ , наочно відчувають вплив резонансної взаємодії з фішбон-модою з полоїдальним хвильовим числом 1 та тороїдальним 0.

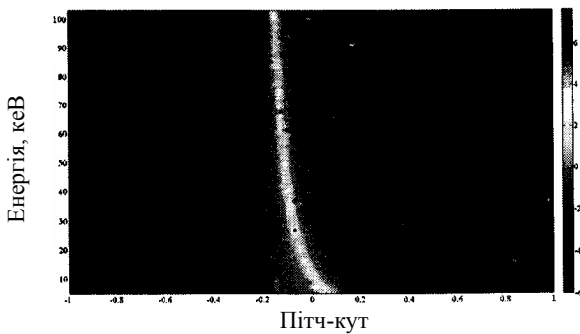


Рис. 1

На рис. 2 зображено залежність положення резонансного рівня взаємодії захоплених тритонів з МГД-збуреннями від енергії частинок у вертикальній площині перерізу тора, що перебувають у резонансі з МГД-модою при значенні поперечної енергії тритона,  $\lambda = 1$ . Резонансний рівень є локалізованим по вертикальній координаті на відстані  $< 0,5$  м. Для кількісного дослідження впливу МГД-збурень на поведінку інжекттованих тритонів проведено розрахунки розподілу термоядерних нейтронів.

На рис. 3 показано порівняння порашованих нормалізованих профілів термоядерних d-t нейтронів у розряді 61431 на токамаці JET. Сіра крива зображує емісію нейтронів без урахування взаємодії між хвилями та частинками, а чорна – при наявності такої взаємодії інжекттованих тритонів з фішбон-модою з полоїдальним номером  $n = 1$ .

На рис. 4 наведено порівняння експериментальних (чорна крива) та порашованих (сіра крива)

профілів емісії нейтронів у розряді, що розглядається.

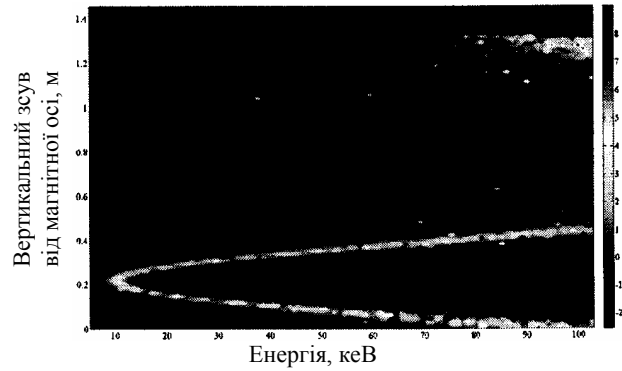


Рис. 2

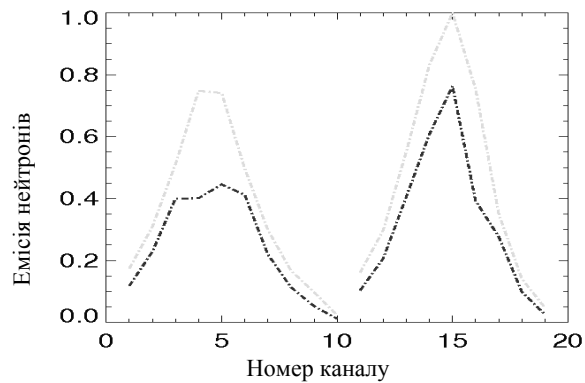


Рис. 3

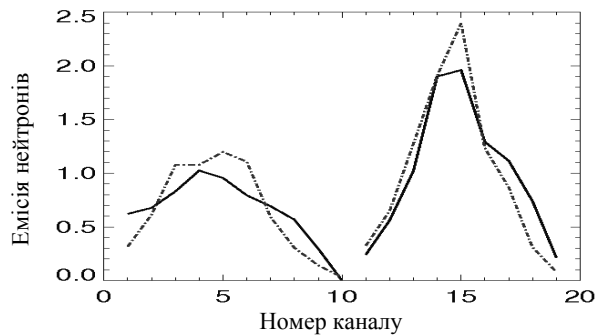


Рис. 4

Проведене чисельне моделювання демонструє, що за допомогою комбінації двох кодів HAGIS та FIDIT можна адекватно описувати поведінку інжекттованих тритонів при наявності МГД-збурень.

1. V. Yavorskij *et al.*, Nucl. Fusion **43**, 1077 (2003).
2. S.D. Pinches *et al.*, Comput. Phys. Commun. **111**, 131 (1998).

## НИЗЬКОЧАСТОТНІ ГЛОБАЛЬНІ АЛЬФВЕНІВСЬКІ МОДИ В НИЗЬКОШИРОВИХ ТОКАМАКАХ З ПОПЕРЕЧНОЮ ІНЖЕКЦІЄЮ ШВИДКИХ ІОНІВ

В. С. Марченко, Я. І. Колесниченко, С. Н. Резник

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

Так званий «гібридний» режим привернув значну увагу в дослідженнях токамаків [1]. Такі рівноваги характеризуються плоским профілем коефіцієнта запасу,  $q$ , в широкій центральній області, де  $q_0 \approx 1$ . Головною перевагою гібридних розрядів є відсутність пильчастих коливань, що є основними тригерами шкідливих неокласичних тірінг-мод. З цієї причини гібридний режим було включено як третій операційний сценарій для ІТЕР [2].

Недавно на японському токамаку JT-60 Upgrade, у гібридних розрядах з рекордним тиском та поперечною інжекцією нейтрального пучка, спостерігалась мода з тороїдальним числом  $n = 1$  та екстремально низькою частотою (кілька кілогерц у системі плазми) [3]. При найвищих потужностях інжекції ці моди не тільки погіршували утримання швидких іонів, але й руйнували транспортний бар'єр на периферії плазми. Тому, щоб запобігти таким руйнівним ефектам, важливо зрозуміти природу цих мод і оцінити тиск швидких іонів, який необхідний для їхнього збудження.

Добре відомо, що в загальному випадку спектр альфвенівських хвиль у торі є неперервним [4]. Однак існує кілька типів мод дискретного спектра, що можуть легко збуджуватися енергійними іонами при виконанні відповідних резонансних умов. Вони включають глобальні альфвенівські моди (ГАЕ) [5], тороїдальні альфвенівські моди [6], індуковані тиском альфвенівські моди [7], а також альфвенівські каскади [8]. ГАЕ, які досі розглядалися, є істотно циліндричними модами з частотою трохи нижче мінімуму альфвенівського континууму, і неоднорідність

густини плазми є необхідною умовою для існування моди [5].

У даній роботі [9] показано, що врахування скінченного тиску плазми і тороїдальності призводить до появи новітнього типу ГАЕ в гібридних розрядах. Частота найбільш нестійких мод є дуже малою,  $\omega_0 \ll (k_{\parallel} V_A)_{\min}$  ( $k_{\parallel}$  - повздовжня компонента хвильового вектора,  $V_A$  – альфвенівська швидкість), і мода може існувати в плазмі з однорідною густиною. Завдяки низькій частоті ця мода може збуджуватися захопленими енергійними іонами, такими як альфа-частинки в ІТЕР, через прецесійний резонанс. Завдяки глобальному характеру цієї моди [ $m = n = 1$ , де  $m(n)$  – полоїдальне (тороїдальне) модове число], таке збудження може сильно погіршити утримання резонансних іонів і вплинути на термоядерне горіння в гібридному сценарії. Отримані в роботі [9] частота моди та пороговий тиск швидких іонів знаходяться в кількісній відповідності з експериментом [3].

Роботу виконано в рамках проекту УНТЦ № 4588.

1. E. Joffrin, *Plasma Phys. Control. Fusion* **49**, B629 (2007).
2. ITER Physics Basis Editors, *Nucl. Fusion* **39**, 2137 (1999).
3. N. Oyama *et al.*, *Nucl. Fusion* **49**, 065026 (2009).
4. J.P. Goedbloed, *Phys. Fluids* **18**, 1258 (1975).
5. K. Appert *et al.*, *Plasma Phys.* **24**, 1147 (1982).
6. C.Z. Cheng *et al.*, *Ann. Phys.* **161**, 21 (1985).
7. W.W. Heidbrink *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 855 (1993).
8. S.E. Sharapov *et al.*, *Phys. Lett.* **A289**, 127 (2001).
9. V.S. Marchenko, Ya.I. Kolesnichenko, and S.N. Reznik, *Phys. Plasmas* **16**, 092502 (2009).

**ВПЛИВ ТИСКУ ПЛАЗМИ НА НИЗЬКОШИРОВІ ТОРОЇДАЛЬНІ АЛЬФВЕНІВСЬКІ МОДИ**

**В. С. Марченко**

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

Після відкриття тороїдальних альфвенівських мод (ТАЕ) [1] було виконано багато теоретичних та експериментальних робіт для виявлення властивостей цих мод та їхнього впливу на утримання швидких іонів. Причина полягає в тому, що ТАЕ важливі для проекту ІТЕР [2], оскільки альфа-частинки будуть основним джерелом енергії для підтримання термоядерного горіння, і добре утримання таких частинок є критичним для успіху цього проекту.

Добре відомо, що в центральній області плазми, де  $s^2 < \epsilon < s$  [ $s = (r/q) dq/dr$  – магнітний шир,  $q$  – коефіцієнт запасу,  $\epsilon = r/R$  – зворотне аспектне відношення,  $r$  ( $R$ ) – малий (великий) радіус тора], існує дві локалізовані ТАЕ: парна мода, що розташована внизу тороїдальної альфвенівської щілини і формується за рахунок зачеплення двох полоїдальних гармонік одного знака [3], і непарна мода, яка розташована вверху щілини й має протилежні знаки компаньйонів [4]. Коли  $\epsilon \gg s$ , існує багато ТАЕ, що відрізняються кількістю радіальних вузлів [5]. Але їхнє розташування в щілині протилежне: парні (непарні) моди мають

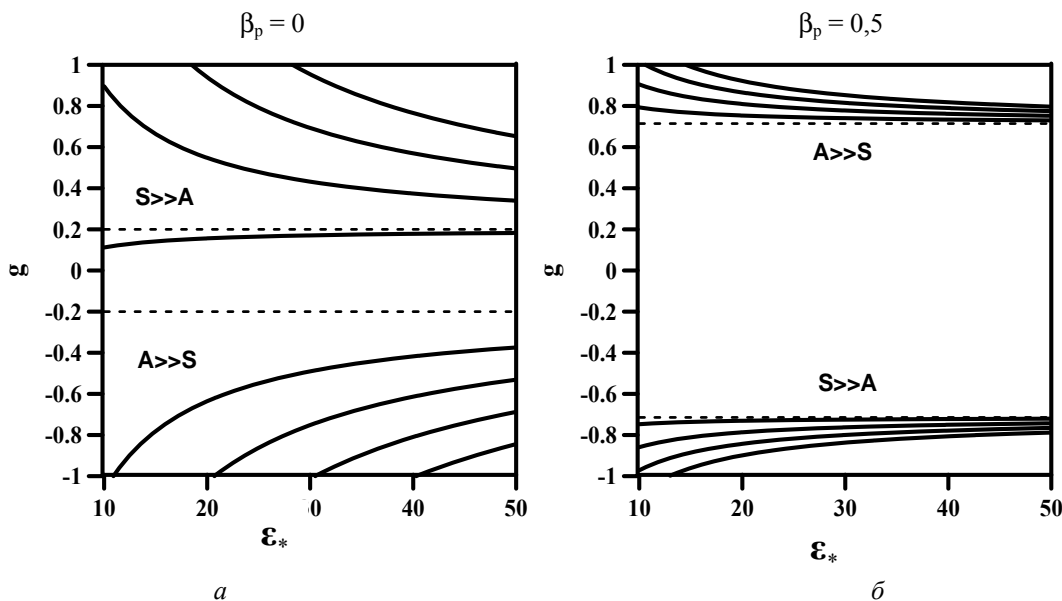
більшу (меншу) частоту, і існує заборонена щілина між модами протилежної парності.

Результати роботи [5] було отримано в наближенні нульового тиску плазми. У даній роботі [6] показано, що існує дуже малий критичний тиск,

$$\beta_p \equiv \frac{8\pi}{B_p^2} (\langle p \rangle - p) = \frac{1}{12}, \langle \dots \rangle = \frac{2}{r^2} \int_0^r (\dots) r' dr',$$

де  $p(B_p)$  – тиск плазми (полоїдальне магнітне поле), вище якого парні та непарні моди обмінюються позиціями всередині тороїдальної щілини (див. рисунок). Цей результат є дуже важливим для діагностики цих мод, оскільки в реальних експериментах моди з вищими (нижчими) частотами будуть мати максимум амплітуди на внутрішній (зовнішній) стороні тора, на протилежність випадку нульового тиску розглянутому в роботі [5].

Роботу виконано в рамках проекту УНТЦ № 4588.



Спектр низькоширових ТАЕ як функція  $\epsilon_* = \epsilon/s$  при нульовому тиску (а) і при  $\beta_p = 0,5$  (б).  $S \gg A$  ( $A \gg S$ ) відповідає парним (непарним) модам.

1. C.Z. Cheng *et al.*, Ann. Phys. **161**, 21 (1985).
2. ITER Physics Basis Editors, Nucl. Fusion **39**, 3695 (1999).
3. G.Y. Fu, Phys. Plasmas **2**, 1029 (1995).
4. H.L. Berk *et al.*, Phys. Plasmas **2**, 3401 (1995).
5. J. Candy *et al.*, Phys. Lett A **215**, 299 (1996).
6. V.S. Marchenko, Phys. Plasmas **16**, 044504 (2009).



MODE COUPLING IN ALFVÉN INSTABILITIES

Yu. V. Yakovenko<sup>1</sup>, Ya. I. Kolesnichenko<sup>1</sup>, V. V. Lutsenko<sup>1</sup>, R. B. White<sup>2</sup>, A. Werner<sup>3</sup>

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

<sup>2</sup>*Princeton Plasma Physics Laboratory, Princeton, USA*

<sup>3</sup>*Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, Greifswald, Germany*

It is often believed that the properties of the Torodicty-induced Alfvén Eigenmodes (TAE [1]), which are often observed in tokamaks and stellarators, are not qualitatively changed by the lack of the axial symmetry: The asymmetry results only in the appearance of satellites with different toroidal mode numbers ( $n$ ), and since the magnitude of the asymmetric harmonics of the magnetic field is small, the mentioned satellites should be small, too.

It is shown numerically in this work that even a weak deviation from the axial symmetry of the magnetic configuration can drastically change the spatial structure of TAEs, turning them into modes characterized by strong dependence of the amplitude on the toroidal coordinate. As was pointed out recently [2], the reason for this lies in the fact that the TAEs are close to degeneracy: TAEs with different  $n$  may have almost the same frequency. Therefore, a perturbation breaking the symmetry can easily mix the modes, changing completely their transversal structure. The eigenmodes become strongly anharmonic, with the amplitude modulated strongly in the toroidal direction. In our calculations strong mixing of TAEs was observed for rather global modes with the radial mode width as large as  $\sim a/3$ , with  $a$  the plasma minor radius.

A condition necessary for a certain steady-state non-axisymmetric harmonic of the magnetic field (a harmonic of the magnetic configuration or a quasi-steady-state magnetic perturbation) to couple TAEs and Ellipticity-induced Alfvén Eigenmodes (EAE [3]) with different  $n$  (the “selection rule”) is obtained. A sequence of TAE-modes is considered, which includes the harmonic pairs  $(m, n) = (m_1 - 1, n_1)$  and  $(m_1, n_1)$ ,  $(m_2 - 1, n_2)$  and  $(m_2, n_2)$ , etc., which are located in the vicinity of the same rational- $q$  flux surface with  $q = q_*$ , i.e.,

$$m_1 - n_1 q_* = m_2 - n_2 q_* = K = d \sim 1. \quad (1)$$

Here  $m$  is the poloidal mode number,  $q = t^{-1}$ ,  $t$  is the rotational transform. Let the modes be consecutively coupled via the configuration harmonic with the numbers  $(\mu, \nu)$  (i.e.,  $\propto \exp(i\mu\theta - i\nu N\phi)$ , where  $N$  is the number of the magnetic field periods). For the coupling to be possible, the mode numbers of the TAEs and the coupling harmonic should satisfy the following selection rule:

$$(\mu + s)/(\nu N) = (m_j - d)/n_j = q_* \quad (2)$$

with  $s = 0, \pm 1$ . In the low-shear case (for localized modes), one should take  $d = 1/2$  (hence, the product  $\nu N$  must be even). In the high-shear case (global modes) we can take integer  $d = 0, 1$  as well, so that the restriction on the parity of  $\nu N$  is absent. Similarly, we obtain that the selection rule for EAEs including the harmonics  $(m_j, n_j)$  and  $(m_j - 2, n_j)$  has the same form (2) but with  $s = 0, \pm 2$ ,  $d = 1$  in the low-shear case and arbitrary  $d \sim 1$  in the high-shear case.

The mixing of TAEs takes place provided that a sufficiently large harmonic satisfy the selection rule (2) is available. Analysing Eq. (2) and taking into account the properties of the Fourier spectrum of the stellarator magnetic field, one can show that small  $N$ , large  $t$  and large shear make the strong mixing in stellarators more probable. In particular, the appearance of anharmonic TAEs or EAEs seems possible in the stellarators LHD and QPS but improbable in W7-AS. In a tokamak, any magnetic island satisfies the selection rule and can couple those TAEs and EAEs whose mode numbers satisfy this rule. This may explain why multiple toroidal harmonics with different  $n$  appear and disappear simultaneously in TAE bursts [4]. This may also explain a recent observation of a TAE with the amplitude modulated in phase with a quasi-steady-state magnetic perturbation in the spherical torus NSTX [5].

The work was supported by the STCU Project No. 4588. It was presented at the 11<sup>th</sup> IAEA Technical Meeting on Energetic Particles in Magnetic Confinement Systems and submitted for publication in a special issue of Nuclear Fusion.

1. C.Z. Cheng and M.S. Chance, Phys. Fluids **29**, 3695 (1986).
2. Yu.V. Yakovenko *et al.*, *Energetic Particles in Magnetic Confinement Systems, Proc. 10th IAEA Tech. Mtg, Kloster Seeon, 2007*, (IAEA, Vienna, 2008), CD-ROM file Iv.03.
3. J.R. Betti and J.P. Freidberg, Phys. Fluids **B4**, 1465 (1992).
4. W.W. Heidbrink *et al.*, Nucl. Fusion **31**, 1635 (1991).
5. E.D. Fredrickson *et al.*, *Fusion Energy 2008, 22nd IAEA Conf., Geneva, 2008*, <http://www-pub.iaea.org/MTCD/Meetings/fec2008pp.asp>, EX/6-3.

**3D РІВНЯННЯ ФОККЕРА – ПЛАНКА ДЛЯ ШВИДКИХ ІОНІВ  
У ТОКАМАЦІ З ГОФРОВАНИМ ТОРОЇДАЛЬНИМ МАГНІТНИМ ПОЛЕМ**

**В. О. Яворський<sup>1,2</sup>, Ю. К. Москвітін<sup>3</sup>, А. О. Москвітін<sup>3</sup>, В. Я. Голобородько<sup>1,2</sup>, К. Шопф<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

<sup>2</sup>Інститут теоретичної фізики університету, Інсбрук, Австрія

<sup>3</sup>Харківський національний університет ім. В.Н. Каразіна, Харків

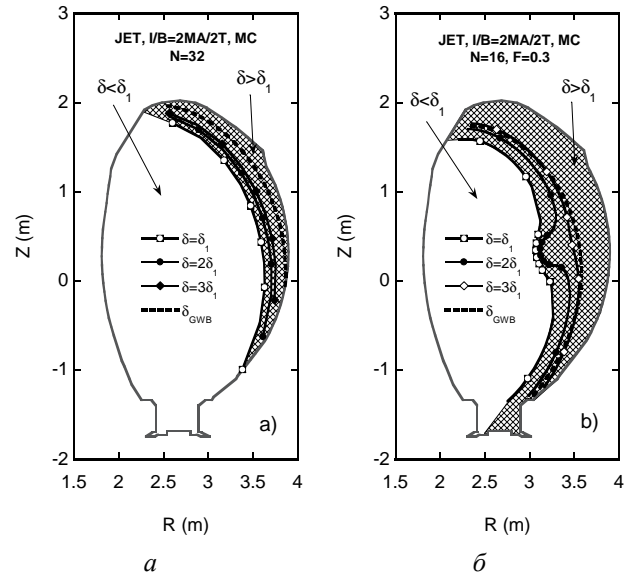
Гофрування тороїдального магнітного поля (ТМП) має важливий вплив на утримання плазми в токамаках [1, 2]. При цьому однією з найбільш чутливих до гофрування компонентою плазми є швидкі іони [2]. Аналіз та інтерпретація впливу гофрування на такі іони вимагає детального моделювання їхньої поведінки [2, 3]. Необхідна інформація може бути отримана за допомогою тривимірного у просторі інваріантів руху Фоккера-Планківського моделювання функції розподілу альфа-частинок [3]. У роботі [3] розраховані коефіцієнти переносу такого рівняння у випадку слабого гофрування  $\delta < \delta_1 = \varepsilon/(Nq)^{3/2}$ , де  $\varepsilon$  – тороїдальність магнітної поверхні,  $N$  – кількість катушок ТМП та  $q$  – коефіцієнт запасу. У роботі [4] розвинено підхід, що дає змогу узагальнити 3D рівняння Фоккера - Планка для токамаків з довільною величиною амплітуди гофрування  $\delta$ , як  $\delta < \delta_1$  так і  $\delta > \delta_1$ . Слід зауважити, що режим сильного гофрування,  $\delta > \delta_1$ , може реалізуватись у значній частині плазми токамака (переважно в області слабого магнітного поля). Так, в експериментах з підсиленням гофруванням ТМП на ЖЕТі режим сильних гофрів має місце майже в половині об'єму плазми (див. рисунок).

У результаті усереднення початкового п'яти-вимірного дрейфового кінетичного рівняння в [4] отримано таке 3D рівняння Фоккера - Планка:

$$\partial_t f = \nabla_c \cdot (\mathbf{d} - \vec{\mathbf{D}} \nabla_c) f + S(\mathbf{c}, t). \quad (1)$$

У рівнянні (1)  $\mathbf{c} = \{E, \lambda, p_{\varphi_{\max}}\}$  – змінні 3D простору інваріантів руху;  $E$  – енергія частинки,  $\lambda$  – нормалізований магнітний момент;  $p_{\varphi_{\max}}$  – максимальна величина тороїдального канонічного моменту руху на супербанановій орбіті;  $\mathbf{d} = \mathbf{d}^a + \mathbf{d}^r$  – сила тертя та  $\vec{\mathbf{D}} = \vec{\mathbf{D}}^a + \vec{\mathbf{D}}^r$  – тензор дифузії що описують конвективний та дифузійний перенос за наявності гофрів тороїдального магнітного поля; індекси “a” та “r” позначають відповідно вклад у коефіцієнти переносу в аксіально-симетричному наближенні та вклад від гофрів ТМП. Явний вигляд коефіцієнтів  $\mathbf{d}$  та  $\vec{\mathbf{D}}$

наведено в роботі [4].



Рівні параметра  $M = \delta/\delta_1$  ( $=1, 2$  та  $3$ ) у поперечному перерізі ЖЕТа у випадку стандартного гофрування (a) та підсилених гофрів (б). Пунктирними лініями позначено рівні  $\delta$  що відповідають порогу стохастичності у випадку дейтронів з енергією 130 кеВ. Области плазми з сильним гофруванням ( $\delta > \delta_1$ ) заштриховано.

**Висновки роботи:**

1. Поведінка швидких іонів у токамаках з гофрованою компонентою тороїдального магнітного поля може бути описана тривимірним у просторі інваріантів руху рівнянням Фоккера - Планка.

2. Запропоновано підхід, який дає змогу узагальнити 3D рівняння Фоккера - Планка у просторі інваріантів руху для токамаків з довільною величиною амплітуди гофрування  $\delta$ .

3. Розвинений підхід може бути поширено для опису впливу МГД-збурень на утримання швидких іонів у токамаках.

1. A. Fasoli *et al.*, Nucl. Fusion **47**, 264 (2007).
2. S. Zweben *et al*, Nucl. Fusion **40**, 91 (2000).
3. V. Yavorskij *et al.*, Physics of Plasmas **6**, 3853 (1999).
4. V. Yavorskij *et al.*, IAEA TM on Energetic Particles, (Kyiv, 2009), 23.

## VECTOR AZIMUTHONS IN TWO-COMPONENT BOSE-EINSTEIN CONDENSATES

 V. M. Lashkin<sup>1</sup>, E. A. Ostrovskaya<sup>2</sup>, A. S. Desyatnikov<sup>2</sup>, Yu. S. Kivshar<sup>2</sup>
<sup>1</sup>*Institute for Nuclear Research National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv*
<sup>2</sup>*The Australian National University, Canberra, Australia*

Due to the similarities between the physics of coherent light waves propagating in a nonlinear medium and coherent matter waves derived from weakly interacting Bose-Einstein condensates (BECs) of neutral atoms, many theoretical concepts developed in the field of nonlinear photonics have found their analogues and received verification in experiments with matter waves. In this paper, we deal with one of such cross-disciplinary concepts which has important physical implications for the behavior of trapped ultracold atomic gases in quasi-two-dimensional (2D) confining geometry. Higher-order solitons exhibit complicated power flow associated with phase singularities and spatial twists (spiraling). Two well-known examples are vortex solitons and rotating soliton clusters. The link between vortices and clusters was established with the introduction of a novel class of spiraling solitons called optical azimuthons [1]. Azimuthons appear via continuous azimuthal deformations of a vortex soliton and are characterized by two integer indices: the topological charge  $l$ , and the number of intensity peaks along the vortex ring. It was demonstrated numerically [2, 3] that the family of nonrotating and rotating BEC azimuthons is continuously parametrized by the angular velocity or, equivalently, by the depth of azimuthal modulation of the condensate density.

In this paper, we introduce the concept of vector azimuthons [4], where two interacting components of the spatially localized structure coexist with nontrivial phases and different modulation patterns. Specifically, we demonstrate how to realize this concept in the physical system of two-species BECs in a quasi-2D parabolic trap. Until now, the main focus of the studies of stationary states in two-component rotating BECs was on stationary ground-state configurations of the condensates with interatomic repulsion in a rotating parabolic trap, as observed in the pioneering experiments [5]. However, current advanced techniques of angular momentum transfer from an optical field directly to a two component matter wave open up novel opportunities for engineering more complex vector angular-momentum states in the condensates with any type of the interatomic interaction, including vector azimuthons

presented and analyzed in this paper. Some of the solutions are presented in Figs. 1 and 2.

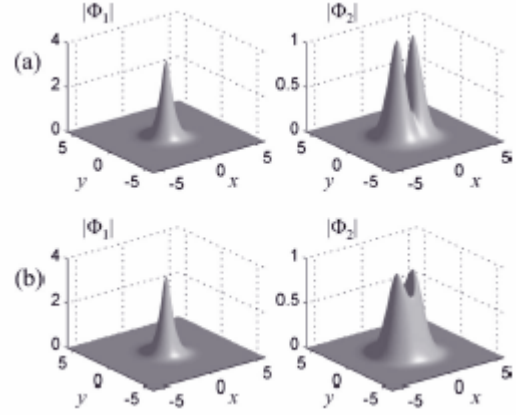


Fig. 1. Localized soliton-azimuthon solutions with topological indices 0 and 1. The differences between the two cases (a) and (b) are defined by the angular velocity and the modulational parameter [4].

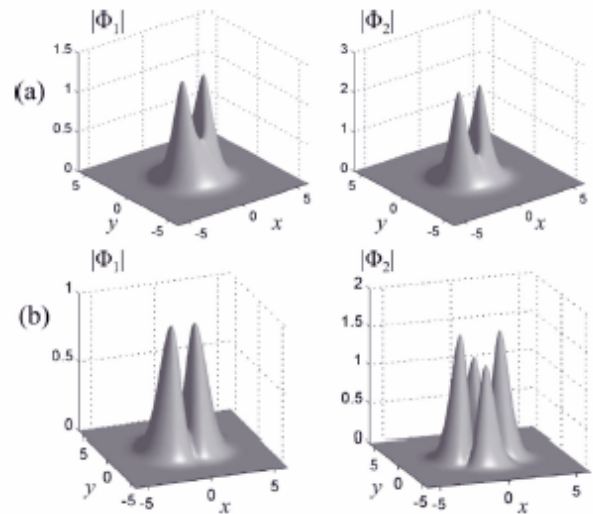


Fig. 2. Azimuthon-azimuthon vector states with topological indices (1,1) in (a) and (1,2) in (b) [4].

1. A.S. Desyatnikov, A.A. Sukhorukov, and Yu.S. Kivshar, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 203904 (2005).
2. V.M. Lashkin, *Phys. Rev.* **A77**, 025602 (2008).
3. V.M. Lashkin, *Phys. Rev.* **A78**, 033603 (2008).
4. V.M. Lashkin, E.A. Ostrovskaya, A.S. Desyatnikov and Yu.S. Kivshar, *Phys. Rev.* **A80**, 013615 (2009).
5. M.R. Matthews, B.P. Anderson, P.C. Haljan *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 2498 (1999).

## TRANSFORMATION OF ELECTROMAGNETIC WAVES IN TURBULENT MAGNETIZED PLASMAS

V. N. Pavlenko, V. G. Panchenko

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

As well known in a medium with certain fluctuation level the propagation of electromagnetic waves can lead to radiation of waves with new frequencies and wavenumbers, i.e. scattered waves and also the new type of waves – transformed waves. Obviously the scattering and transformation intensity will be sufficiently large in non-equilibrium plasma when the level of turbulent fluctuations is much higher than that of thermal noise [1, 2].

In the present work on the base of kinetic theory fluctuations the transformation of transverse electromagnetic waves into longitudinal Langmuir oscillations in turbulent magnetized plasma subjected the influence of lower hybrid pump wave is investigated. We consider the case when the decay of the lower hybrid pump into daughter and ion-acoustic waves occurs. The transformation cross-section of electromagnetic waves by turbulent density fluctuations in the region above parametric instability threshold is calculated. The comparative preference of transformation and scattering processes is discussed.

We consider fluctuations in magnetized plasma under the influence of pump wave  $\vec{E}_0(t) = E_0 \cos \omega_0 t$  with the frequency  $\omega_0$  which lies in the lower hybrid frequency region  $\Omega_i \ll \omega_0 \ll \Omega_e$ . Assume that the pump wave can decay into lower hybrid and ion-acoustic waves:

$$\omega_0 = \omega_k + \omega_s, \quad (1)$$

where the lower hybrid frequency  $\omega_k \approx \omega_{LH} (1 + (m_i / m_e) \cos^2 \chi)^{1/2}$  ( $\chi$  is the angle between the direction of wave propagation and the magnetic field),  $\omega_{LH} \approx \omega_{pi}$  and  $\omega_s$  is the ion-acoustic wave frequency.

In the region above threshold one can obtain the expression for the differential transformation cross-section. Note that this expression includes a usual term which exists due to the thermal fluctuations and also the “pump field” terms. The calculations show that for typical parameters of hot plasma the “pump field” part of cross section of the transformation exceeds the one due to the transformation by thermal noise by several orders of magnitude.

Let us estimate the competition of both nonlinear processes which is determined by the ratio of transformation and scattering coefficients

$$R_{tr} \quad \text{and} \quad R_{sc}.$$

Thus we have [3]:

$$\frac{d \sum_{tr}}{d \sum_{sc}} = \frac{R_{tr}}{R_{sc}} \approx \frac{c^3}{v_{Te}^3} \gg 1. \quad (2)$$

So in the frequency region which is under consideration the processes of the transformation of electromagnetic waves into Langmuir oscillations are more essential than the electromagnetic waves scattering.

The results of this paper are actual for the basic plasma physics development and also for the plasma diagnostic.

1. H. Wilhelmsson, V.N. Pavlenko, and V.G. Panchenko, Phys. Scr. **44**, 599 (1991).
2. V.N. Pavlenko, V.G. Panchenko, L. Stenflo, and H. Wilhelmsson, Phys.Scr. **45**, 616 (1992).
3. V.N. Pavlenko and V.G. Panchenko, Phys. Scr. (2009) (to be published).

## ЕЛЕКТРОМАГНІТНІ ПОЛЯ ТА ПОГЛИНАННЯ ВЧ ПОТУЖНОСТІ У ВЕЛИКОМУ ДВОКАМЕРНОМУ ГЕЛІКОННОМУ ДЖЕРЕЛІ

К. П. Шамрай,<sup>1</sup> Ш. Шінохара,<sup>2</sup> Т. Мотомура,<sup>2</sup> Т. Танікава<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

<sup>2</sup>Університет Кюсю, Фукуока, Японія

<sup>3</sup>Токайський університет, Канагава, Японія

В одному з типів геліконних джерел плазми розряд збуджується вздовж магнітного поля планарною антеною, розташованою за діелектричним вікном у торці системи. Найбільше з таких джерел LHPD (Large Helicon Plasma Device) працює в Інституті космічних і астронавтичних наук (Канагава, Японія) [1]. Воно має камеру діаметром 74 см і довжиною 486 см і здатне генерувати густу плазму в усьому об'ємі понад 2 м<sup>3</sup>. У нещодавніх експериментах це джерело досліджувалося у двокамерному варіанті – з металеву [2] чи діелектричною [3] рухомою перегородкою – для виявлення геометричного скейлінгу (аспектне відношення), впливу межових умов та інших фізичних факторів на ефективність генерації плазми. У цій роботі теоретично досліджено збудження електромагнітних полів та поглинання ВЧ потужності в LHPD з діелектричною перегородкою і результати порівняно з експериментом.

Теоретична модель відповідала експерименту [3]: збудження 4-витковою антеною на частоті 7 МГц, тиск аргону 0,75 мТор, температура електронів 3 еВ. Положення перегородки, магнітне поле та густини плазми в обох камерах варіювались, профіль плазми вважався або однорідним, або, як в експерименті, неоднорідним. Бралось до уваги як зіткнення електронів, так і ландауський механізм дисипації енергії.

При нехтуванні ландауським загасанням система має гострі резонансні властивості – на залежності опору навантаження плазми від її густини присутні піки, зобов'язані збудженню різних поздовжніх мод геліконних хвиль у першій камері, що межує з антеною. Ландауське загасання дещо пригнічує резонанси у ступені, що зростає з наближенням перегородки до антени, тобто із скороченням довжини збуджуваних хвиль. В резонансі амплітуди електромагнітних полів значно зростають, а їх просторова структура в першій камері відповідає об'ємній геліконній моді (рис. 1). При віддаленні від резонансу геліконна компонента занепадає, і переважною стає поверхнева хвиля, що збуджується на межі плазми з кварцовим вікном і має спадаючу вглиб плазми амплітуду (див. рис. 1). Порівняння з вимірними профілями поля (рис. 2) показало, що джерело працює в дорезонансному режимі.

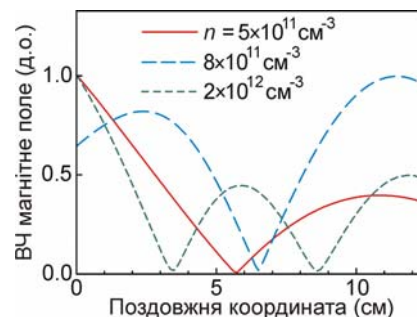


Рис. 1. Обчислені профілі амплітуди ВЧ поля в резонансі (штрихова крива), а також нижче (суцільна крива) та вище (пунктирна крива) резонансу.

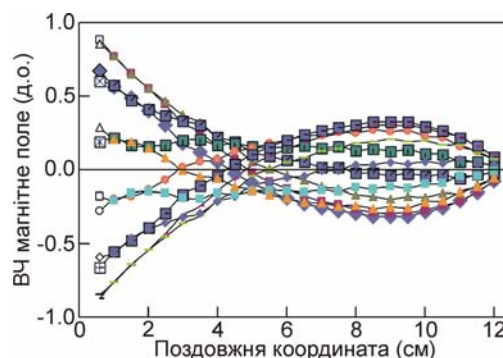


Рис. 2. Профілі ВЧ поля, виміряні в різні моменти часу протягом ВЧ періоду.

Цей факт було пояснено особливостями узгодження плазмового навантаження з ВЧ генератором.

Якщо густина плазми у другій камері вища за певне критичне значення, то в цю область відбувається випромінювання геліконних хвиль, які можуть уносити до 80 % загальної вкладеної ВЧ потужності й спричиняти вторинний геліконний розряд. Виявлені властивості двокамерного джерела можуть бути використані для практичних застосувань – розробки плазмової антени, технологічних джерел плазми підвищеної контрольованості тощо.

1. S. Shinohara and T. Tanikawa, Rev. Sci. Instrum. **75**, 1941 (2004).
2. S. Shinohara *et al.*, Phys. Plasmas **16**, 057104 (2009).
3. T. Motomura, S. Shinohara, T. Tanikawa, and K. P. Shamrai, *29th Int. Conf. Phenom. Ioniz. Gases* (Cancún, México, 12 - 17 July 2009) PB9-8.

SYMMETRIES OF THE 3D HIGH FREQUENCY ELECTRON AND ELECTRON-POSITRON PLASMA OSCILLATIONS

V. B. Taranov

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

Coherent nonlinear wave structures like the Bernstein - Greene - Kruskal equilibria were studied and successfully applied to understand high frequency processes in plasmas. Recently, attempts are made (see, e.g. [1]) to generalize these results to the spatially three dimensional case. As usual, symmetry properties are important which help us to find exact solutions and conservation laws. Finding of the symmetry groups for the 3D plasma theory models is essentially simplified by the use of the recent Maple 12 package standard programs.

1. As a specific example, let us consider 3D high frequency electron – positron plasma oscillations:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \frac{\partial f}{\partial \mathbf{r}} - (\mathbf{E} + \beta(\mathbf{v} \times \mathbf{e}_z)) \cdot \frac{\partial f}{\partial \mathbf{v}} = 0,$$

$$\frac{\partial g}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \frac{\partial g}{\partial \mathbf{r}} + (\mathbf{E} + \beta(\mathbf{v} \times \mathbf{e}_z)) \cdot \frac{\partial g}{\partial \mathbf{v}} = 0,$$

where  $f(t, \mathbf{r}, \mathbf{v})$  and  $g(t, \mathbf{r}, \mathbf{v})$  are electron and positron distribution functions, respectively.  $\beta = \omega_{ce}/\omega_{pe}$  if an external constant homogeneous magnetic field is imposed along the Oz axis,  $\beta=0$  otherwise. In addition, we have the Maxwell equations for the electric field  $\mathbf{E}(t, \mathbf{r})$ :

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \int_{-\infty}^{\infty} (g(t, \mathbf{r}, \mathbf{v}) - f(t, \mathbf{r}, \mathbf{v})) d\mathbf{v}, \quad \nabla \times \mathbf{E} = 0$$

containing the important current balance condition

$$\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = \int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{v} (f(t, \mathbf{r}, \mathbf{v}) - g(t, \mathbf{r}, \mathbf{v})) d\mathbf{v}.$$

In the absence of an external magnetic field ( $\beta=0$ ), symmetries of the model considered include time and space shifts

$$P_0 = \frac{\partial}{\partial t}, \quad \mathbf{P} = \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}},$$

rotations

$$\mathbf{J} = \mathbf{r} \times \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} + \mathbf{v} \times \frac{\partial}{\partial \mathbf{v}} + \mathbf{E} \times \frac{\partial}{\partial \mathbf{E}},$$

the first

$$S_1 = \mathbf{r} \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} + \mathbf{v} \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{v}} + \mathbf{E} \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{E}} - 3f \frac{\partial}{\partial f} - 3g \frac{\partial}{\partial g}$$

and the second similarities

$$S_2 = t \frac{\partial}{\partial t} - \mathbf{v} \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{v}} - 2\mathbf{E} \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{E}} + f \frac{\partial}{\partial f} + g \frac{\partial}{\partial g}.$$

This group is reconstructed from the symmetry transformations obtained by the standard Maple 12 program in the cold plasma limit

$$f_{e,p} = n_{e,p}(t, \mathbf{r}) \delta(\mathbf{v} - \mathbf{u}_{e,p}(t, \mathbf{r})).$$

As a rule, the cold plasma symmetries are the most extensive ones for a given model equations. So we can expect that the transformations presented above exhaust the full symmetry group of the considered kinetic integro differential Vlasov - Maxwell equations for the 3D electron – positron oscillations.

Pure Lorentz symmetries are lost, since we have fixed the frame where no internal magnetic field is present. It is interesting that in the spatially one dimensional case [2] this symmetry remains, because the longitudinal velocity and electric field don't produce magnetic fields in the inertially moving frames.

In the presence of an external constant homogeneous magnetic field ( $\beta \neq 0$ ) only the rotation  $J_z$  around the magnetic field direction remains among the rotational symmetries. Moreover, the second similarity  $S_2$  is lost in this case.

So, 1D symmetries previously obtained in [2] are now extended to the 3D case, possible presence of an external magnetic field is taken into account.

2. Different 3D modifications of the above discussed model and more complicated models with the internal magnetic field taken into account were considered. Symmetry transformations were found both for electron and electron – positron plasmas in cold plasma approximation, water – bag kinetic and isothermal hydrodynamic models.

The results were presented at the conferences [4 - 6]. One can expect that conditional and extended [3] symmetries are possible even in the 3D case.

1. L.-J. Chen and G.K. Parks, *Nonlin. Proc. in Geophys.* **9**, 111 (2002).
2. V.B. Taranov, *Problems of Atomic Science and Technology* **1**, 63 (2007).
3. V.B. Taranov, *SIGMA* **4**, 006 (2008); <http://www.emis.de/journals/SIGMA/2008/006/>
4. V.B. Taranov, *8<sup>th</sup> Int. Conf. "Symmetry in Nonlinear Mathematical Physics"* (Kyiv, 2009).
5. V.B. Taranov, *Proc. of the Bogolyubov Kyiv Conference "Modern Problems of Theoretical and Mathematical Physics"* (Kyiv, 2009), 52.
6. В.Б. Таранов, *Укр. конф. з фізики плазми та кер. термояд. синтезу* (Київ, 2009), 59.



**ПРЯМІ ТА ВІДБИТІ ВІСТЛЕРОВІ ХВИЛІ ТИПУ ХОРІВ У ПРИЕКВАТОРІАЛЬНІЙ МАГНІТОСФЕРІ ЗЕМЛІ: СПОСТЕРЕЖЕННЯ СУПУТНИКІВ ПРОЕКТУ THEMIS ТА ЧИСЕЛЬНЕ МОДЕЛЮВАННЯ**

**Ю. Залізник<sup>1,2</sup>, О. Агапітов<sup>2,3</sup>, В. Красносельських<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

<sup>2</sup>Лабораторія фізики і хімії навколосезного простору, Орлеан, Франція

<sup>3</sup>Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ

Інтенсивні низькочастотні емісії дискретних електромагнітних вістлерових хвиль типу хорів часто реєструються в радіаційних поясах магнітосфери Землі. Хвильові емісії типу хорів генеруються в добре локалізованих областях поблизу площини магнітного екватора та розповсюджуються в неоднорідній магнітосферній плазмі та криволінійному магнітному полі до полярних областей магнітосфери, де вони відбиваються або їхня енергія поглинається частинками плазми. Після відбиття хвильові пакети вістлерів можуть повернутися назад, в область магнітного екватора. Особливості траєкторії відбитих хвильових пакетів можуть призвести до повторного підсилення вістлерів в екваторіальній області. Амплітудні характеристики прямих та відбитих хорів критично впливають на можливість резонансного багатократного підсилення подібних вістлерів. У свою чергу характеристики відбитих хвильових пакетів вістлерів та траєкторії їхнього поширення дуже важливі для коректного опису дифузії та прискорення енергійних частинок у радіаційних поясах Землі.

У роботі представлено детальний аналіз події 26/07/2008 14:22UT, під час якої на борту дослідницьких супутників проекту THEMIS, що знаходилися поблизу площини магнітного екватора одночасно спостерігалися прямий та відбитий дискретні вістлерні хвильові пакети. Відбитий хор мав дискретну структуру, подібну до прямого хору, за винятком амплітуди, яка була меншою в 10 - 30 разів. Було проведено чисельне моделювання розповсюдження вістлерів у наближенні геометричної оптики [1, 2] з реалістичними магнітосферними розподілами густин частинок (GCPM) [3] та магнітного поля (IGRF та модель Олсона - Пфитцера), що дало змогу реконструювати область генерації спостережуваного відбитого хору. Результати моделювання плоского та тривимірного поширення вістлерів наведено на рис. 1 та 2. Показано, що обидва хори було згенеровано за допомогою одного й того самого механізму в просторово рознесених областях магнітосфери. Цим можна пояснити зсув центральної частоти відбитого хвильового пакета у високочастотну область.

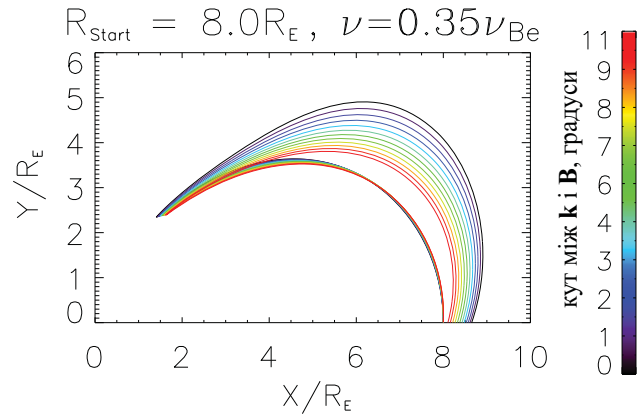


Рис. 1. Обчислені траєкторії вістлерів, що в точці старту мають нахил до локального магнітного поля в діапазоні 0 - 11°. Частота відповідає центру спостережуваного відбитого хору (0,35ν<sub>Be</sub>). Плоске розповсюдження в меридіанній площині, φ = 0°.

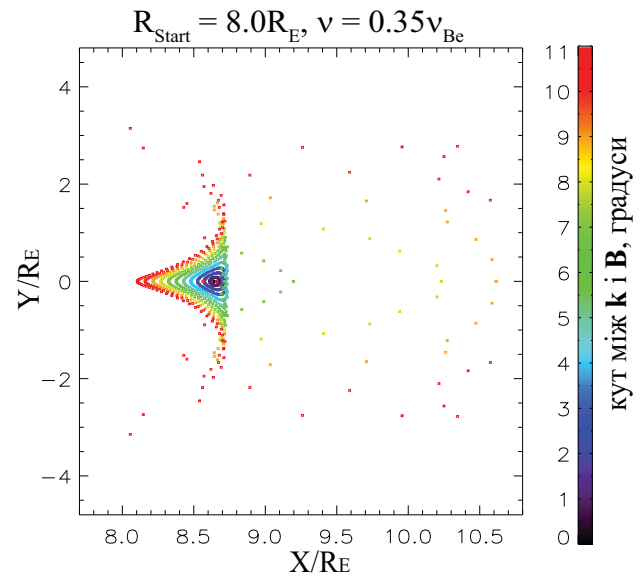


Рис. 2. Площина магнітного екватора. Прямокутники відмічають точки її перетину вістлерами, що повертаються після свого першого приполярного відбиття. Відтінок кольору вказує на початковий кут між хвильовим вектором вістлера та локальним магнітним полем (тривимірне поширення, φ ≠ 0°). Частота відповідає центру відбитого хору (0,35ν<sub>Be</sub>).

1. K. Suchy, Radio Science **16**, 1179 (1981).
2. K. Ronnmark, KGI Report No. **179** (1982).
3. D.L. Gallagher, P.D. Craven, and R.H. Comfort, JGR **105**, 18819 (2000).

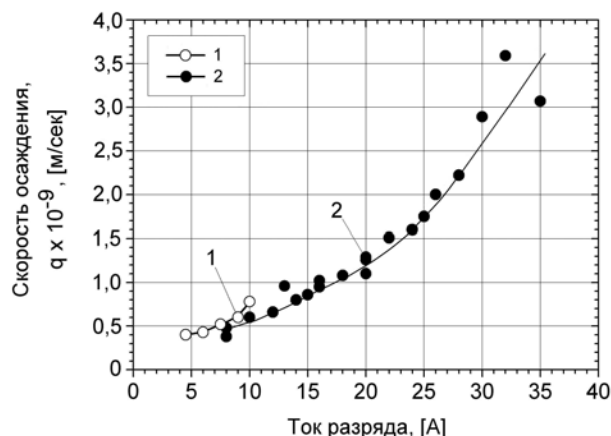


**ВОЗМОЖНОСТИ НЕСАМОСТОЯТЕЛЬНОГО ДУГОВОГО РАЗРЯДА  
В ПАРАХ АНОДНОГО ЭЛЕКТРОДА ПРИ ТОКАХ ДО 35 А**

**А. Г. Борисенко, Ю. С. Подзирей**

*Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев*

Плазменные технологии к настоящему времени успешно доказали свою эффективность и уверенно нашли свое применение в различных областях промышленности, техники и науки. В частности, дуговой разряд в вакууме в настоящее время не только интенсивно изучается, но и находит широкое практическое использование. Наиболее известной его формой является дуговой разряд в парах материала катода. Однако физические процессы, протекающие в этом разряде таковы, что делают неизбежным присутствие в создаваемых плазменных потоках капельно-кластерной фазы материала катода. Как показали исследования, размеры капель могут быть от единиц до десятков микрон [1]. Эта особенность состава создаваемых потоков существенно ограничивает области возможного использования этого вида разряда, например при формировании тонких пленок. Возможным выходом из данной ситуации стало использование различных методов сепарации потоков. Широкое распространение получил метод магнитной сепарации. Однако сепарация не только удаляет капельную фазу, но и значительно ослабляет интенсивность отфильтрованных плазменных потоков. Это ведет к снижению скоростей нанесения пленок почти на порядок. Таким образом, практически реализуемые источники бескапельных плазменных потоков твердофазных материалов на основе вакуумного дугового разряда в парах катода при токах до 100 А имеют скорости осаждения пленок и покрытий порядка нескольких нанометров в секунду [2]. Метод формирования плазменных потоков при помощи сильноточной импульсной дуги с фильтрацией позволяет получать скорости осаждения до 10 нм/с. Вместе с тем экспериментальные исследования показали, что источник плазменных потоков на основе несамостоятельного дугового разряда в парах материала анода изначально позволяет создавать бескапельные и высокоионизированные плазменные потоки [3]. Разряд такого типа при токах до 10 А позволяет иметь скорости осаждения пленок титана до 0,4 - 0,8 нм/с. Нами были исследованы возможности источника такого типа при больших разрядных токах. На рисунке представлена зависимость скорости осаждения пленки титана,  $q$ , в диапазоне токов разряда 5 - 35 А.



Зависимость скорости осаждения пленок титана от величины тока разряда.

Кривая 1 соответствует ранее измеренным скоростям осаждения при токах разряда до 10 А. Видно, что по величине они не превышают 0,8 нм/с. Увеличение тока разряда приводит к значительному росту скорости осаждения  $q$ , кривая 2. Обращает на себя внимание тот факт, что при увеличении разрядного тока до 20 - 25 А рост  $q$  носит примерно линейный характер. Однако дальнейшее увеличение тока разряда приводит к более интенсивному росту  $q$ . Видно, что при токах разряда 30 - 35 А скорость осаждения пленки титана составляет 3,0 - 3,5 нм/с или 11 - 12 мкм/ч. Эта скорость осаждения является уже сопоставимой величиной со скоростями осаждения пленок и покрытий из сепарированного плазменного потока вакуумного дугового разряда в парах материала катода. Таким образом, представленные результаты существенно расширяют возможности и области практического использования источников плазменных потоков твердофазных материалов на основе несамостоятельного дугового разряда в парах материала анода.

1. И.И. Аксенов, *Вакуумная дуга в эрозионных источниках плазмы* (ННЦ ХФТИ, Харьков, 2005), 32.
2. В.М. Хороших, А.А. Комарь и М.А. Бровина, *Физическая инженерия поверхности* 7, № 1 - 2, 54 (2009).
3. A.G. Borisenko, V.A. Saenko, and V.A. Rudnitsky, *IEEE Trans Plasma Science*, 27, No. 4, 877 (1999).

## ТЕХНОЛОГИЯ ИОННО-ПЛАЗМЕННОГО ТРАВЛЕНИЯ МЕЗА-СТРУКТУР 4HSiC P-I-N ДИОДОВ

Н. С. Болговец<sup>1</sup>, А. Г. Борисенко<sup>2</sup>, В. Н. Иванов<sup>1</sup>, О. А. Федорович<sup>2</sup>,  
В. А. Кривуца<sup>1</sup>, Б. П. Полозов<sup>2</sup>

<sup>1</sup>ГП НИИ «Орион», Киев

<sup>2</sup>Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев

Свойства карбида кремния и уровень развития технологии выращивания эпитаксиальных p+-n-n+ структур дают возможность создать быстросрабатывающие высоковольтные 4HSiC p-i-n диоды для коммутации СВЧ мощности до 2 кВт со временем переключения 10 - 30 нс [1].

Разработанный чип диода представляет собой прямую меза-структуру p+-n-n+ типа с жесткими золотыми выводами, предназначенными для монтажа в СВЧ корпус диода, или элементов СВЧ интегральных схем. Толщина i-области меза-структуры составляет 6-8 мкм, что обеспечивает пробивное напряжение до 1000 В. В качестве исходного материала использовались эпитаксиальные p+-n-n+ структуры 4HSiC. Технологическая схема формирования 4HSiC меза-структуры состоит из группы технологических операций, обеспечивающих создание маски (Cr-Ni) ионно-плазменного травления незащищенных участков пластины на глубину 6 - 7 мкм, формирование контактов к p+ и n+ областям и порезку пластины на чипы.

Маска для селективного травления 4HSiC создавалась вакуумным напылением слоев Cr-Ni с толщиной 0,05 и 0,5 мкм с последующим формированием защищенных областей методом фотолитографии и жидкостного травления.

Ионно-плазменное травление 4HSiC выполнялось на плазмохимическом реакторе (ПХР) с замкнутым дрейфом электронов [2]. Исследования проводились при энергиях химически активных ионов до 220 эВ, чтобы не происходило распыление никелевой маски. Количество кислорода выбиралось в соотношении SF<sub>6</sub> : O<sub>2</sub> ≈ 4 : 1. Это позволило протравить меза-структуры 4HSiC, защищенные масками никеля толщиной ~0,5 мкм, до 8 мкм за 140 мин при U<sub>см</sub> = -(50 - 70) В и токе в разряде ~7 А. Для очистки поверхности от углерода проводилась обработка образцов в кислородной плазме в течение 10 мин при напряжении автосмещения -90 В и токе ВЧ разряда 7,5 А. После вытравливания меза-структуры на глубину 4 - 9 мкм на пластине методом термического окисления во влажном азоте формируется пленка SiO<sub>2</sub> толщиной ~0,1 мкм для защиты поверхности меза-структуры на следующих техпроцессах. Контакты к p+-области структуры создавались методом магнетронного напыления пленки никеля (0,1 мкм) с отжигом в вакууме при температуре до 950 °С (2 мин) и

последующим электрохимическим осаждением пленки золота толщиной 3 мкм.

Контакты к p+-области создавались напылением на лицевую сторону пластины многослойной системы Al-Ti-Ni-Ti-Au. Формирование контакта производилось в два этапа. На первом этапе напыленные слои Al-Ti-Ni отжигались в вакууме при температуре 950 °С, 2 мин. Затем проводилось последующее вакуумное напыление системы Ti-Au и окончательное формирование контакта методами фотолитографии и электрохимического осаждения золота толщиной 3 мкм.

Пластина с меза-структурами разрезалась на чипы алмазными дисками толщиной 30 мкм. Рельеф травления p+-слоя имеет неоднородности, которые отражают степень неоднородности физико-химических свойств p+ подложки SiC. Исследовались прямая и обратная ветви вольт-амперной характеристики (ВАХ) 4HSiC p-i-n диодов до температуры окружающей среды 500 °С. Прямое падение напряжения при токах 100 мА при увеличении температуры с 20 до 500 °С уменьшается с 4,4 до 3,7 В. Это обусловлено уменьшением сопротивления диода при увеличении температуры. Обратные ветви ВАХ исследовались до величин токов 10<sup>-4</sup> А. При комнатной температуре 4HSiC p-i-n диоды имеют обратное напряжение 630 В. При увеличении температуры до 500 °С, обратное напряжение уменьшается до 250 В. Время восстановления диода при 25 °С составляет 20 нс, при 500 °С – 35 нс.

Разработанный техпроцесс обеспечивает вытравливание 4HSiC меза-структур высотой 4 - 9 мкм при энергиях ионов 50 - 70 эВ, что исключает радиационные повреждения в приповерхностных слоях 4HSiC и не приводит к распылению защитных покрытий из никеля. Исследования ВАХ и переключения с прямого тока на обратное напряжение показали, что меза-структуры 4HSiC p-i-n диодов, изготовленные по разработанной технологии, могут функционировать до температуры 500 °С.

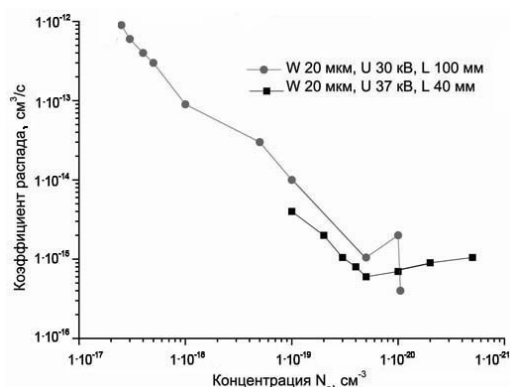
1. А.А. Лебедев и С. Сбруев, *Электроника: Наука. Технология. Бизнес* 5, 23 (2006).
2. В.М. Коновал, В.В. Усталов и О.А. Федорович, *Материалы 6-ой Междунар. конф. "СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии"* (Севастополь, 1996), 285.

## О ВЛИЯНИИ ПАРАМЕТРОВ НЕИДЕАЛЬНОЙ ВОДОРОДНО-КИСЛОРОДНОЙ ПЛАЗМЫ НА КОЭФФИЦИЕНТЫ РАСПАДА

О. А. Федорович, Л. М. Войтенко

Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев

Рекомбинационные процессы в неидеальной плазме изучены недостаточно. В работах [1, 2] было показано, что отличие экспериментальных коэффициентов распада от расчетных при высоких концентрациях электронов ( $10^{18} - 10^{20} \text{ см}^{-3}$ ) может достигать шести порядков. С уменьшением концентраций электронов наблюдается сближение теоретических и экспериментальных значений коэффициентов распада [2]. В данной работе рассматриваются полученные экспериментально зависимости коэффициентов распада от основных параметров плазменного канала. Исследована зависимость коэффициентов распада от концентрации электронов ( $2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3} \leq N_e \leq 10^{21} \text{ см}^{-3}$ ) при температурах  $7 \cdot 10^3 \div 50 \cdot 10^3 \text{ К}$ . При концентрациях электронов  $5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3} \leq N_e \leq 10^{21} \text{ см}^{-3}$  коэффициент распада практически не меняется и составляет  $\sim 10 - 15 \text{ см}^3/\text{с}$  (см. рисунок).



Зависимости коэффициента распада от концентрации плазмы.

Согласно теоретическим представлениям [3], коэффициенты рекомбинации должны примерно на два порядка увеличиваться при одной и той же температуре и составлять  $10^{-10} \div 10^{-8}$  (при  $T \approx 30 \cdot 10^3 \text{ К}$ ). При уменьшении концентрации электронов от  $5 \cdot 10^{19}$  до  $2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$  коэффициент распада увеличивается, и если использовать двойной логарифмический масштаб, то получается линейное увеличение коэффициента распада с уменьшением концентрации электронов. Значения коэффициентов распада увеличиваются и приближаются к расчетным значениям. Но различие в абсолютной величине экспериментальных коэффициентов распада с теоретическими

все-таки наблюдается и составляет примерно два порядка.

Зависимость коэффициента распада от давления своеобразная. При изменении давления от 150 до 5000 атм коэффициент распада практически не меняется и составляет  $\sim 10^{15} \text{ см}^3/\text{с}$ . При уменьшении давления происходит линейное (в двойном логарифмическом масштабе) увеличение коэффициента распада. Следует отметить, что температура плазменного канала при этом также существенно снижается (от  $20 \cdot 10^3$  до  $7 \cdot 10^3 \text{ К}$ ).

Рассматриваются также зависимости коэффициентов распада от концентрации атомов в плазме и степени неидеальности плазмы. При уменьшении степени неидеальности от 0,5 до 0,22 коэффициент распада практически не меняется. При дальнейшем уменьшении степени неидеальности от 0,22 до 0,15 происходит увеличение коэффициента распада на два порядка. При этом в сплошном спектре плазма становится прозрачной, и последовательно появляются сильно уширенные линии водорода. Возможно, степень неидеальности не является главным параметром, описывающим влияние на коэффициент распада.

Приводятся предположительные механизмы полученных различий. Имеющиеся в литературе расчеты зависимостей коэффициентов распада от параметров плазмы, в том числе и неидеальной, не объясняют такого большого различия в коэффициентах распада при больших плотностях электронов в неидеальной плазме [3 - 7]. Только в работе [8] приводится теория, объясняющая приведенные экспериментальные результаты.

1. О.А. Федорович и Л.М. Войтенко, УФЖ **53**, 451 (2008).
2. О.А. Федорович и Л.М. Войтенко, ВАНТ, сер. «Плазменная электроника и новые методы ускорения» **4**, 288 (2008).
3. Л.М. Биберман, В.С. Воробьев и И.Т. Якубов, *Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы* (Атомиздат, М., 1982), 378 с.
4. Д. Бейтс и А. Далгарно, *Атомные и молекулярные процессы* / Под ред. Д. Бейтса (Мир, М., 1964), с. 224.
5. N. D'Angelo, Phys. Rev. **121**, 505 (1961).
6. Ю.К. Куриленков, ТВТ **18**, 1312 (1980).
7. Л.М. Биберман, В.С. Воробьев и И.Т. Якубов, ДАН **296**, 576 (1987).
8. A. Lankin and G. Norman, Contrib. Plasma Phys. **49**, 723 (2009).

## О ВЛИЯНИИ ЭНЕРГИИ ЭЛЕКТРОНОВ И ИОНОВ НА СКОРОСТЬ ЭЛЕКТРОННО-ИОННОСТИМУЛИРОВАННОГО ПЛАЗМОХИМИЧЕСКОГО ТРАВЛЕНИЯ КРЕМНИЯ

О. А. Федорович, М. П. Кругленко, Б. П. Полозов

*Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев*

Несмотря на широкое применение плазмохимического травления в технологических процессах изготовления изделий микроэлектроники, вычислительной и СВЧ-техники, комплектующих изделий для телекоммуникационных систем и др., физика процесса травления изучена недостаточно. Одним из важных аспектов в этой области есть влияние энергии электронов и ионов на скорость травления разных материалов в плазмохимическом процессе. Данная работа посвящена исследованию такого влияния на скорость травления кремния.

Исследования проводились в плазмохимическом реакторе (ПХР) с замкнутым дрейфом электронов [1]. Энергию ионов в ПХР можно менять несколькими способами.

Один из них – изменение величины и конфигурации магнитного поля. При этом возможно менять напряжение автосмещения ( $U_{см}$ ) в ПХР от -40 В до -200 В. Следует отметить, что средняя энергия ионов, как показано в работе [2], приблизительно отвечает энергии, набранной частицей в электрическом поле, т.е. близка к напряжению автосмещения. С изменением величины магнитного поля меняются соответственно и параметры химически активной плазмы при других неизменных параметрах разряда, таких как величина разрядного тока, давление рабочего газа в реакторе и др. [3], что может менять и скорость травления.

Второй способ изменения напряжения автосмещения возможен за счет вариации соотношения площадей активного и пассивного электродов ПХР. Но в этом случае возникают две проблемы: тяжело сохранить неизменной плотность тока на рабочем электроде и напряжение горения разряда, не говоря о том, что каждый раз надо менять площадь поверхности внешнего электрода.

Третий способ заключается в подаче через фильтр постоянного потенциала на разрядный промежуток при горении ВЧ разряда. При этом удается получать как положительный, так и отрицательный потенциал на активном электроде с переходом через «0», т.е. получать как ионно-, так и электронностимулированное травление на том самом ПХР и, соответственно, провести исследования в широком диапазоне напряжений автосмещения, а также выделить чисто химическое травление без электронной и ионной стимуляции.

Исследование влияния напряжения автосмещения ( $U_{см}$ ) на скорость травления монокремния проводились при неизменных токах в разряде,

напряженности и конфигурации магнитного поля, одинаковых давлениях рабочего газа в реакторе, одинаковой площади образцов монокремния, которые подвергаются травлению (чтобы избавиться от влияния эффекта загрузки [3]) и неизменной ВЧ мощности, которая вводится в реактор. Диапазон изменения  $U_{см}$  без пробоев (-220 – 0 – +200)В. При подаче положительного потенциала на активный электрод происходит электронная стимуляция обрабатываемой поверхности и стимуляция отрицательными ионами фтора. При этом наблюдается увеличение скорости травления с увеличением потенциала смещения, но появляются полимерные пленки на поверхности кремния. При увеличении потенциала отрицательного смещения сначала скорость травления увеличивается, а при напряжениях выше (160 - 230 В), происходит уменьшение скорости травления монокремния независимо от метода изменения напряжения смещения (см. рисунок).

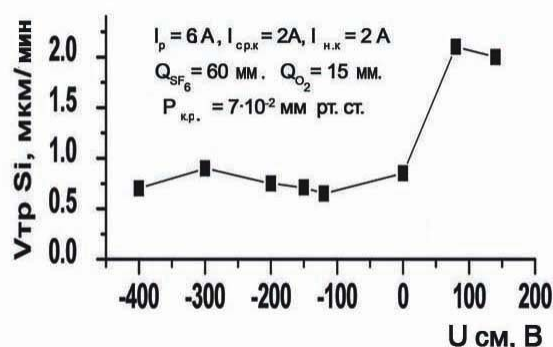


Рис. 1. Влияние  $U_{см}$  на скорость травления.

Объяснить это влиянием увеличения вклада энергии в разряд за счет разряда постоянного тока не удастся, так как это составляет несколько процентов от вклада ВЧ мощности. Рассматриваются другие возможные механизмы влияния энергии ионов на скорость травления монокремния.

1. В.М. Коновал, В.В. Усталов и О.А. Федорович, *Материалы 6<sup>ой</sup> Междунар. конф. «СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии»* (Севастополь, 1996), 285.
2. Э.Г. Шустин, В.Н. Исаев, М.П. Темиряева и др., *ВАНТ 4*, Серия «Плазменная электроника и новые методы ускорения» (6), 169 (2008).
3. О.А. Федорович, М.П. Кругленко, Б.П. Полозов, *Материалы Междунар. научно-практ. конф. «СИЭТ-2008»*, 1, 64

## SPACE CHARGE LENS WITH MAGNETIC INSULATION OF ELECTRONS FOR NEGATIVE CHARGED BEAMS FOCUSING

I. Litovko<sup>1</sup>, A. Goncharov<sup>2</sup>

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

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

The plasma lens configuration of crossed electric and magnetic fields provides attractive method for establishing a stable plasma discharge at low pressure. Using plasma lens configuration in this way some cost-effective plasma devices were developed for ion treatment and deposition of exotic coatings [1], and the effective lens was first proposed for manipulating high-current beams of negatively charged particles [2]. Here the theoretical and computer simulation results based on the application of an idea of magnetic isolation of electrons for the stable cloud of positive space charge generation are presented.

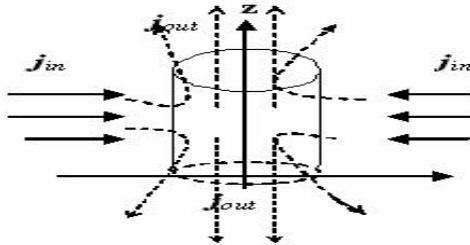


Fig. 1. The space charge cloud formation onto system axe.

The circular plasma accelerator with anode layer was used as a device with magnetic insulation of electrons for creation of dynamic cloud of positive space charge. The beam of positively charged ions formed by the device converges onto the system center. Electrons are magnetized in the anode layer and do not influent on ion dynamics thus ions could create the cloud of positive space charge. Ions are stored in the cylinder volume until their own space charge creates critical electric field. The field forces ions to leave the volume and the system comes to dynamic equilibrium. The ion stream incoming through the cylindrical surface will be equal to ions streaming down from the axis and outgoing from the cylindrical volume under their own space charge action, as it is shown schematically in Fig. 1.

The set of equations describing this process in the cylindrical coordinate system includes Poisson equation:

$$(1/r)\partial(r\partial U/\partial r)/\partial r + \partial^2 U/\partial z^2 = 4\pi q_i n_i, \quad (1)$$

equation of motion:

$$M_i dv_i/dt = q_i E \quad (2)$$

and continuity law equation:

$$Vdn_i/dt = S \cdot j_{in}. \quad (3)$$

Here  $M_i$ ,  $q_i$ ,  $v_i$  are ion mass, charge and velocity respectively;  $E$  – electric field;  $U$  – potential;  $n_i$  – ion density;  $V$  – cylindrical volume bounded with a

current collecting surface  $S$ ;  $j_{in}$  – specific current density. Knowing the space charge distribution we can determine the expulsive force that acts on the particle on the boundary of space charge volume:

$$\oint_S E_s dS = \int_V \rho dV \quad (4)$$

and calculate ions trajectories.

Equations (1) - (4) were solved numerically by PIC-method. Every time interval  $\Delta t$   $N$  new particles of charge  $q_i$  and mass  $M_i$  come to the volume considered. The magnitudes of  $N$ ,  $\Delta t$ ,  $q_i$  are satisfy the relation:  $Nq_i/\Delta t = j_i S$ . Equations (2) was solved both for “new” particles and for those that still left in volume (time step  $\Delta\tau \ll \Delta t$ ). After time  $\Delta t$  the distribution of the ion space charge was determined. Poisson equation had been solved and potential field  $U(r, z)$  was calculated. Results of numerical simulation are presented in Figs. 2 and 3.

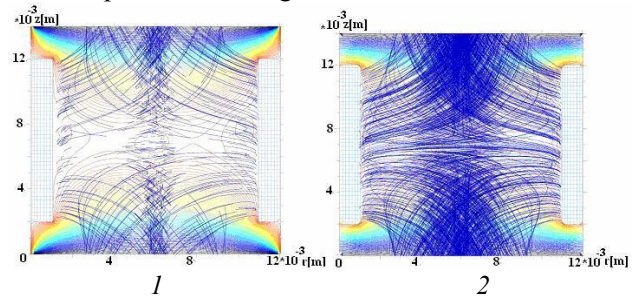


Fig. 2. Ion trajectories for time step  $\Delta t$ : 1 – 5; 2 – 15.

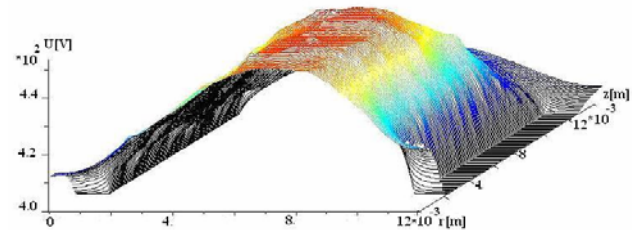


Fig. 3. Spatial distribution of the potential.

The research described here has shown a principal possibility of creation of a positive space charge in the cylindrical anode layer accelerator due to a positive ion flow that converges onto its axis. This makes possible to develop a plasma lens with essentially under-compensated positive space charge. The lens will be used for focusing and manipulating beams of negatively charged particles.

1. A. Goncharov, A. Evsykov, and I. Litovko, Adv. Appl. Plasma Sci. **6**, 5 (2007).
2. A. Goncharov, A. Evsyukov, and I. Litovko, IEEE Trans. Plasma Sci. **37**, 1283 (2009).

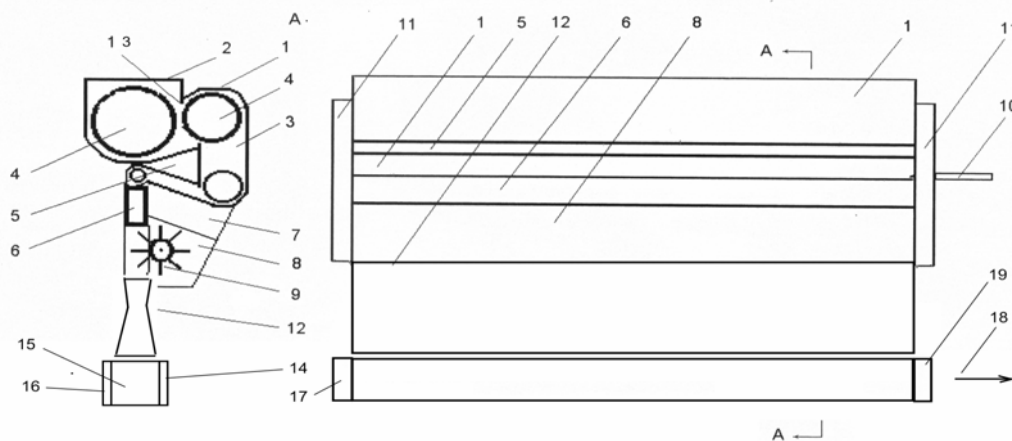
## ПРОЕКТ ИСТОЧНИКА CO<sub>2</sub> ДЛЯ БЫСТРОПРОТОЧНОГО ЛАЗЕРА С КОРОННЫМ РАЗРЯДОМ

Ю. С. Подзирей

*Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев*

Работа мощных CO<sub>2</sub> лазеров в непрерывном режиме требует поддержания температуры активной среды в диапазоне 100 - 200° С с целью сохранения оптической однородности активной среды, недопущения заселения нижних квантовых уровней системы и обеспечения полного освобождения верхних. Отвод тепла от активной среды при мощностях более 15 кВт представляет

наибольшую трудность с научной и технической точки зрения. Сейчас для недопущения перегрева в лазерах с открытым газодинамическим контуром осуществляется прокачка рабочего газа со сверхзвуковой скоростью, для чего используются газотурбинные двигатели со стандартной кольцевой камерой сгорания.



Источник CO<sub>2</sub> для лазера с открытым газодинамическим контуром: 1 - корпус компрессора; 2 - воздухозаборник; 3 - воздуховод; 4 - роторы компрессора; 5 - топливный бак; 6 - камера сгорания; 7 - картер; 8 - корпус газовой турбины; 9 - турбина; 10 - вал запуска; 11 - трансмиссия; 12 - сопло Лавалья; 13 - заслонка управления; 14 - секционированный анод; 15 - разрядная камера; 16 - катод; 17 - зеркало; 18 - ИК-пучок; 19 - фокусирующая оптика.

Охлаждение активной среды значительно облегчается в случае ее более развитой поверхности. На рисунке представлена схема источника CO<sub>2</sub> в виде газотурбинного двигателя с компрессором на основе поперечно поточного нагнетателя [1]. Особенностью его является поворот входящего потока воздуха на угол более 90°. Вращающиеся решетки профилей роторов 4 создают плоскую струю сжатого воздуха. Первый ротор низкого давления обеспечивает максимальную производительность, а три последующих максимальную степень сжатия. Последовательная работа всех четырех ступеней позволяет получить типичную для газотурбинных двигателей степень сжатия ~20.

Одноступенчатая газовая турбина 9 полукрытого типа через трансмиссию 11, передает значительный крутящий момент, необходимый для подачи в камеру сгорания значительных объемов воздуха. Плоская камера сгорания 6 создает плоскую струю рабочего газа, состоящую из смеси CO<sub>2</sub> и атмосферного N<sub>2</sub> в необходимом соотношении ~1/20 и имеющую достаточно высокую степень теплопотерь, которые компенсируют энергозатраты от коронного разряда в камере 15.

1. Ю.С. Подзирей. Газотурбинный подъемно маршевый двигатель / Заявка на патент Украины № а 200908915.



## ІНТЕНСИВНА НИЗЬКОЧАСТОТНА НЕСТІЙКІСТЬ У ПЛАЗМІ ГЕЛІКОННОГО ДЖЕРЕЛА З ПЛАНАРНОЮ АНТЕНОЮ

В. М. Слободян, Л. І. Романюк, В. Ф. Вірко, К. П. Шамрай, В. М. Лашкін

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

Геліконні джерела з планарною антеною здатні ефективно генерувати низькотемпературну плазму і є перспективними для технологій обробки матеріалів, розробки космічних рушіїв та інших практичних застосувань. Різноманіття колективних явищ, які виникають через збудження хвиль різних типів, робить геліконну плазму цікавою з фундаментальної точки зору. Зокрема, низькочастотні (НЧ) нестійкості дрейфового типу суттєвим чином впливають на характеристики геліконної плазми [1] і тому вона є зручним об'єктом для моделювання деяких процесів, які відбуваються у високотемпературній плазмі систем з магнітним утриманням, таких як формування глобальних зональних течій [2] тощо. Ця робота має на меті визначення характеристик НЧ коливань та пошук глобальних збурень типу зональних течій у плазмі джерела з планарною антеною.

Експериментальний пристрій являє собою циліндричну металеву розрядну камеру діаметром 20 см та довжиною 30 см, з одного торця обмежену металевією пластиною діаметром 15 см, а з іншого – кварцовим вікном. Зовні вікна розміщена планарна антена, яка живиться від ВЧ генератора частотою 13,56 МГц та потужністю до 2 кВт. Магнітне поле створюється чотирма соленоїдами з незалежно керованими струмами, що дає змогу регулювати величину та конфігурацію магнітного поля. Робочими газами були аргон, криптон та ксенон, при тисках в декілька міліторів.

Показано, що в певних режимах розряду в плазмі збуджуються НЧ коливання, частотний спектр яких складається з малої кількості вузькополосних ( $\Delta f \sim 0,5 - 5$  кГц) гармонік у діапазоні частот від одиниць до десятків кілогерців. В усіх випадках нестійкість виникає при магнітних полях вище деякого критичного значення. Найінтенсивніші коливання з частотами до 10 кГц спостерігаються в діапазоні магнітних полів вище 150 Гс. Характерною особливістю цього розрядного режиму є радіальний профіль густини плазми з провалом на осі системи (див. рисунок). Показано, що величина критичного магнітного поля зростає із збільшення рівня ВЧ потужності, з підвищенням тиску та атомної маси робочого газу. Частота НЧ коливань зменшується із зростанням магнітного поля, тиску та маси газу; амплітуда коливань зростає із збільшенням магніт-

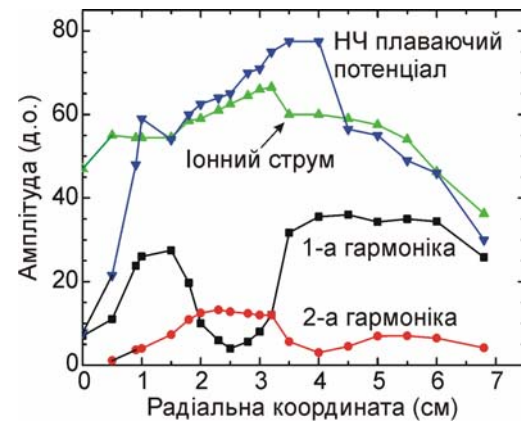


Рис. 1. Радіальні розподіли іонного струму на зонд та характеристики НЧ коливань.

ного поля з поступовим насиченням. Радіальні залежності частотного спектра та амплітуди коливань густини плазми, амплітуди коливань плаваючого потенціалу показано на рисунку. Модуляція густини плазми НЧ коливаннями досягає 30 - 40 % від її середнього значення, а рівень коливань плаваючого потенціалу – величини електронної температури (4 - 6 еВ). Коливання зберігають часову кореляцію впродовж щонайменш 10 періодів. Фаза коливань іонного струму зазнає стрибка  $\sim 180^\circ$  уздовж радіуса системи. Фаза коливань плаваючого потенціалу змінюється вздовж радіуса в невеликих межах ( $\leq 60^\circ$ ). Взаємний зсув фаз між коливаннями густини плазми та потенціалу плазми  $\sim 120^\circ$  на зовнішньому боці плазмового стовпа ( $r > 2,5$  см) та майже відсутній у приосьовій частині. Коливання спостерігаються як результат азимутального руху в напрямку електронного дрейфу збурень густини та потенціалу плазми, які, найімовірніше, відповідають азимутальній моді  $m = 3$ . Структура збурення густини та потенціалу плазми має вихороподібну будову. Виявлено суттєвий вплив нестійкості на характер просторового розподілу стаціонарних параметрів плазми та наявність аномального переносу частинок поперек магнітного поля в умовах інтенсивних НЧ коливань.

1. M. Light, F. F. Chen, and P. L. Colestock, *Plasma Sources Sci. Technol.* **11**, 273 (2002).
2. G. R. Tynan *et al.*, *Plasma Phys. Control. Fusion* **48**, S51 (2006).



## ПРО ТЕРМОДИНАМІЧНІ ТА ТРАНСПОРТНІ ВЛАСТИВОСТІ НЕІДЕАЛЬНОЇ ПЛАЗМИ ПІДВОДНИХ РОЗРЯДІВ

П. В. Порицький, П. Д. Старчик

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

Наразі застосування підводних розрядів поширюється у зв'язку з розвитком інфраструктури та кількості підводних об'єктів, що викликається розширенням нафтогазової транспортної мережі, розробкою нових родовищ на морському шельфі, а також розширенням судноплавства. Підводні розряди залишаються майже єдиним засобом для ремонту та доробки підводних об'єктів.

Проте властивості плазми розрядів у водному середовищі при підвищених тисках залишаються слабовивченими. Плазма таких розрядів є складним багатокомпонентним середовищем, що контактує з рідиною за високих тисків. Найважливішими чинниками, що обумовлюють властивості неідеальної плазми підводних розрядів, є наявність багатьох різновидів частинок у плазмі (електрони, іони, атоми, молекули та складні комплекси), газова та плазмова неідеальності.

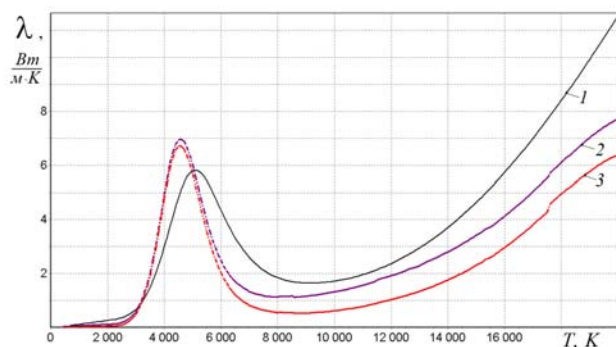


Рис. 1. Електропровідність термічної плазми водяної пари (тиск  $p = 200$  бар): 1 – розрахунок за лоренцевою моделлю; 2 – за методом Греда (нульова густина); 3 – за методом Греда (щільна плазма).

У даній роботі розглядається методика розрахунку термодинамічних та транспортних властивостей щільної неідеальної плазми дугових та імпульсних розрядів у водному середовищі у діапазоні тисків 0,1 - 1000 МПа та температурному діапазоні від температури плавлення до 100 кК. Особливістю є використання розрахункової процедури, яка узгоджує наявність бага-

тьох компонент у плазмі з ефектами газової та плазмової неідеальності. У такий спосіб використання методу Греда [1] та теорії Лі-Мо [2] пов'язується з урахування впливу газової та плазмової неідеальності.

Розрахунки проведено в наближеннях нульової густини (тобто «звичайної» кінетичної теорії) та щільної плазми (рис. 1 і 2). Зроблено також порівняння одержаних результатів з даними, що ґрунтуються на лоренцевій теорії [3, 4].

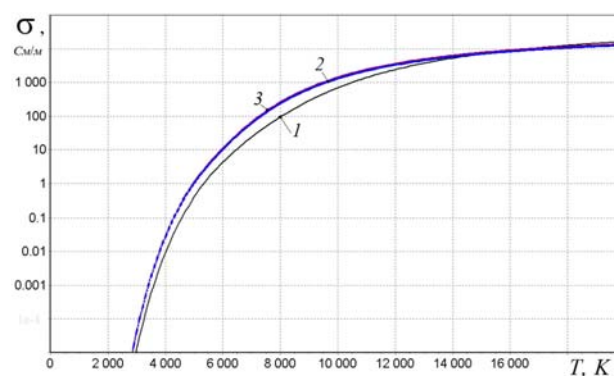


Рис. 2. Електропровідність термічної плазми водяної пари ( $p = 200$  бар): 1 – розрахунок за лоренцевою моделлю; 2 – за методом Греда (нульова густина); 3 – за методом Греда (щільна плазма).

Таким чином, розглянута методика розрахунку дає змогу отримувати термодинамічні та транспортні властивості плазмових середовищ підводних розрядів для широкого діапазону тисків та температур.

1. V.M. Zhdanov, *Transport Processes in Multicomponent Plasma* (Taylor&Francis, NY, 2002).
2. Y.T. Lee and R.M. More, *Phys. Fluids*. **27**, 1273 (1984).
3. П.В. Порицький, *Теплофизика высоких температур* **44**, 335 (2006).
4. P. Porytsky *et. al.*, *European Phys. Journ.* **D56**, d09438 (2009) (in press, available online at <http://www.epj.org>)

**ХАРАКТЕРИСТИКИ ЗБУДЖЕННЯ ГЕЛІКОННОГО РОЗРЯДУ ПЛАНАРНОЮ АНТЕНОЮ**

**В. Ф. Вірко, В. М. Слободян, Ю. В. Вірко, К. П. Шамрай**

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

Геліконний розряд, що збуджується вздовж магнітного поля планарною антенною, розташованою за діелектричним вікном у торці розрядної камери [1], генерує плазму навіть ефективніше, ніж стандартний геліконний розряд, що збуджується поперек магнітного поля антенною, яка охоплює діелектричну розрядну камеру [2]. При зростанні магнітного поля густина плазми в обох розрядах змінюється із стрибками (змінami мод розряду), але характер такого змінювання істотно різний. Якщо у стандартному розряді зростання магнітного поля призводить до стрибків із збільшенням густини плазми [3], то в розряді з планарною антенною спочатку відбувається різке, але монотонне зростання густини, а потім спостерігається ряд стрибків зі зменшенням густини, що закінчується зривом розряду при деякому критичному значенні поля (рис. 1). У цій роботі виявлено фізичні причини стрибків густини плазми в розряді з планарною антенною, а також порівняно ефективності вводу в плазму ВЧ енергії планарною антенною та стандартними геліконними антенами.

Експерименти проведено на джерелі з кварцовою розрядною камерою діаметром 14 см і довжиною 36 см. Азимутально симетрична ( $m = 0$ ) планарна антена розташована за кварцовим вікном у торці розрядної камери і живиться від генератора частотою 13,56 МГц і потужністю до 1 кВт. Досліди проведено в аргоні при тисках 5 - 20 мТор. Показано, що характерні стрибкоподібні зміни концентрації плазми та зрив розряду, які спостерігаються при монотонному збільшенні магнітного поля, пов'язані зі зміною поздовжніх мод стоячих геліконних хвиль (рис. 2). Виявлено, що напруженість критичного магнітного поля, як і в експериментах на іншій установці [1], зростає зі збільшенням ВЧ потужності та тиску. Також показано, що в розряді з планарною антенною більш ефективно, ніж у стандартному розряді, збуджуються вищі радіальні моди геліконних хвиль.

Для дослідження ефективності вводу в плазму ВЧ енергії проведено модельні експерименти з поглинання малопотужного сигналу від планарної антени в плазмі, утвореній незалежно ЕЦР-розрядом. Виміряно залежність активного опору антени від густини плазми та магнітного поля. Проведено порівняння характеристик поглинання при збудженні планарною антенною та стандартними геліконними антенами  $m = 0$  та

$m = 1$ , що вводять ВЧ потужність перпендикулярно магнітному полю. Виявлено, що на відміну від стандартних, опір планарної антени зростає з густиною плазми та номером збуджуваної поздовжньої моди. Резонанси поглинання, обумовлені розкачкою поздовжніх мод, для планарної антени спостерігаються при більших густинах, ніж для стандартної антени  $m = 1$ .

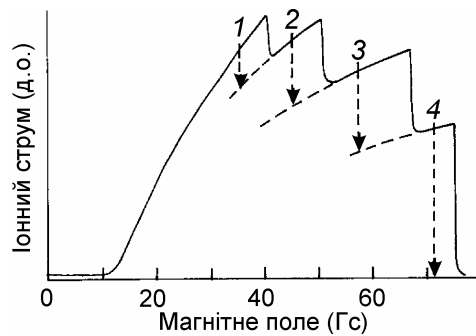


Рис. 1. Залежність іонного струму на зонд від магнітного поля.

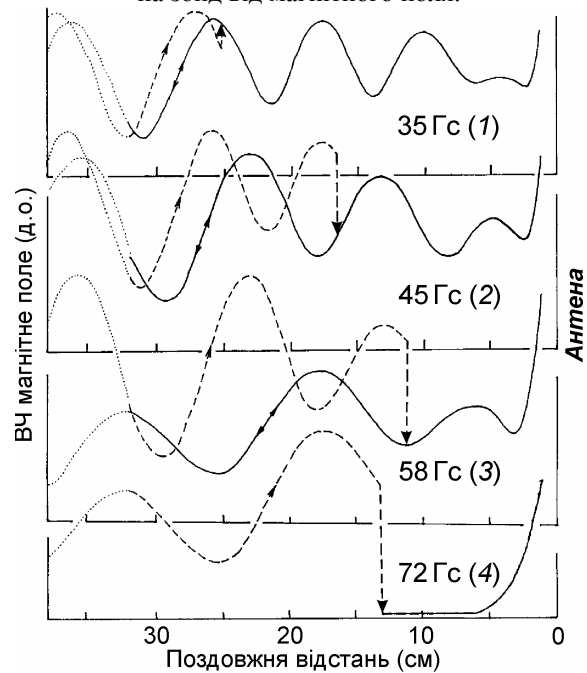


Рис. 2. Поздовжні профілі ВЧ полів геліконних мод та переходи між модами при магнітних полях, що відповідають стрибкам густини на рис. 1.

1. В.М. Слободян, В. Ф. Вірко, Г. С. Кириченко и К. П. Шамрай, ВАНТ **4**, 235 (2003).
2. V.F. Virko, G. S. Kirichenko, and K. P. Shamrai, Plasma Sources Sci. Technol. **11**, 10 (2002).
3. R.W. Boswell, Plasma Phys. Control. Fusion **26**, 1147 (1984).

## Анотації робіт з радіоекології та радіобіології

### РАДІАЦІЙНИЙ МОНІТОРИНГ ОБ'ЄКТІВ НАВКОЛИШНЬОГО СЕРЕДОВИЩА В ЗОНІ ВПЛИВУ ДОСЛІДНИЦЬКОГО ЯДЕРНОГО РЕАКТОРА ВВР-М ІЯД НАН УКРАЇНИ

О. В. Сваричевська, І. О. Павленко, Н. М. Дзятковська, А. Д. Саженюк, А. Й. Кузьміна

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

Основним завданням, пов'язаним з експлуатацією ядерних установок, є забезпечення безпеки персоналу та довкілля при всіх режимах роботи установок.

Протягом 50-річної експлуатації дослідницького ядерного реактора ВВР-М проводиться систематичний радіаційний контроль за його впливом на навколишнє природне середовище. Враховуючи, що реактор знаходиться в межах міста, ці дослідження особливо актуальні.

Спостереження виконуються в шести стаціонарних точках санітарно-захисної зони (СЗЗ) реактора ВВР-М і в 12 стаціонарних точках зони спостереження, вибраних з урахуванням рози вітрів. За регламентом контролюються рівні загальної  $\gamma$ -,  $\beta$ - і  $\alpha$ -активності та вміст основних радіонуклідів реакторного походження, насамперед  $^3\text{H}$ ,  $^{90}\text{Sr}$ ,  $^{134}\text{Cs}$ ,  $^{137}\text{Cs}$  – в атмосферних опадах та осідаючому пилу, ґрунті, рослинності, воді з основних колекторів ІЯД; воді з відкритих водоймищ (у т.ч. з р. Дніпро – вище та нижче за течією відносно розташування реактора); талій воді снігового покриву й березовому соку.

У даній роботі проаналізовано результати радіаційного моніторингу за останні 10 років, які свідчать про наступне.

Середні значення загальної питомої  $\beta$ -активності випадінь, осідаючого пилу та атмосферних опадів у контрольних точках СЗЗ, визначені седиментаційним методом, коливалися від  $0,06 \pm 0,02$  до  $0,21 \pm 0,05$  кБк/( $\text{м}^2 \cdot \text{рік}$ ), а значення питомої активності  $^{90}\text{Sr}$  становили від  $1,0 \pm 0,03$  до  $20,0 \pm 5,0$  Бк/( $\text{м}^2 \cdot \text{рік}$ ).

Вміст  $\alpha$ -активних короткоживучих радіонуклідів в атмосферному повітрі, визначений аспіраційним методом, коливався від  $(3,7 \pm 0,1) \cdot 10^{-5}$  до  $(1,3 \pm 0,1) \cdot 10^{-3}$  Бк/л, а  $\beta$ -активних коротко-

живучих радіонуклідів – від  $(1,9 \pm 0,5) \cdot 10^{-4}$  до  $(9,6 \pm 2,5) \cdot 10^{-3}$  Бк/л.

Аналіз вмісту  $^{90}\text{Sr}$  та  $^3\text{H}$  у скидних водах, воді з відкритих водоймищ (а саме з р. Дніпро (вище та нижче за течією відносно розташування реактора), Голосіївських озер, Блакитного озера та Корчуватської свердловини), талій воді снігового покриву та березовому соку показав, що всі отримані значення були нижчими допустимих концентрацій для населення (категорія В).

Результати вимірювань загальної питомої  $\beta$ -активності та питомої активності  $^{90}\text{Sr}$  у зразках ґрунту та рослинності показали, що вони не відрізняються від типових значень для Києва й визначаються радіонуклідами чорнобильського походження.

Результати визначення вмісту  $^{137}\text{Cs}$  і  $^{90}\text{Sr}$  у зразках ґрунту, відібраних зі спостережних свердловин на території майданчика реактора ВВР-М, свідчать, що на сьогодні питома активність радіонуклідів  $^{137}\text{Cs}$  у ґрунті коливається від  $< 0,5$  до  $0,6 \pm 0,2$  Бк/кг, а питома активність радіонуклідів  $^{90}\text{Sr}$  – від  $0,4 \pm 0,1$  до  $1,7 \pm 0,5$  Бк/кг. Це свідчить про відсутність техногенного впливу реактора ВВР-М на забруднення ґрунтів та цілісність резервуарів з рідкими радіоактивними відходами.

Значення потужності експозиційної дози  $\gamma$ -випромінювання на території СЗЗ і зони спостереження коливалися за вказаний період від 11 до 20 мкР/год.

У цілому результати радіаційного контролю свідчать, що за весь період спостережень не було виявлено збільшення вмісту радіоактивних речовин в об'єктах навколишнього природного середовища порівняно з рівнями, характерними для Києва. Це підтверджує безпечність для довкілля експлуатації дослідницького реактора ВВР-М.

## MONTE CARLO MODELLING FOR EXTENDED CAPABILITIES OF THE HYBRID K-EDGE/K-XRF ANALYSIS OF URANIUM AND PLUTONIUM SOLUTIONS

A. Berlizov<sup>1</sup>, D. Sharikov<sup>2</sup>, H. Ottmar<sup>3</sup>

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

<sup>2</sup>Tomsk Polytechnique University, Tomsk, Russia

<sup>3</sup>EC JRC, Institute for Transuranium Elements, Karlsruhe, Germany

The Hybrid K-Edge/K-XRF Densitometry (HKED) [1] has become a highly accurate and reliable method for U and Pu analysis. It is routinely used for nuclear material accountancy and process control at the large-scale nuclear reprocessing facilities worldwide. Through the combination of the K-edge transmission and KX-ray fluorescence (XRF) techniques, the method is capable of measuring the concentration of U and Pu in solutions with a combined relative standard uncertainty of < 1% at concentration levels above 0.5 g/L.

The new development consists of a creation of the MCNP [2] based Monte Carlo models for the XRF branch of HKED instruments (Fig. 1) currently in use at Institute for Transuranium Elements (ITU) and in the European Commission's On-site Safeguards Laboratories (OSL) at La Hague (France) and Sellafield (United Kingdom).

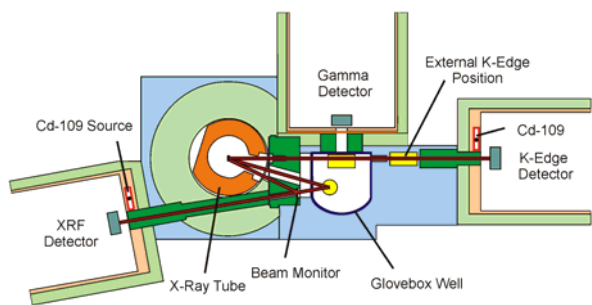


Fig. 1. Schematic drawing of an HKED instrument currently in use at ITU and in the OSL in Sellafield. Note: the gamma detector shown in the diagram is optional and does not belong to the standard HKED configuration.

The models were validated through a series of benchmarking experiments performed using a representative set of U and Pu reference solutions. For the  $UK\alpha_1/PuK\alpha_1$  ratios an agreement within 0.4 % was obtained between the calculation and experiment. This result suggests that an accurate determination of the U/Pu element ratio in concentrated U/Pu mixed solutions (e.g. the reprocessing input solutions) is now possible solely based on the mathematical calibration.

The modelling also accurately reproduced the shapes of the XRF calibration curves in the lower U and Pu concentration range (< 50 g/L), where the XRF technique is used in a stand-alone mode. Thus

in practice a single calibration measurement can be already sufficient to establish, together with the modelling results, a full scale calibration for the absolute XRF measurements.

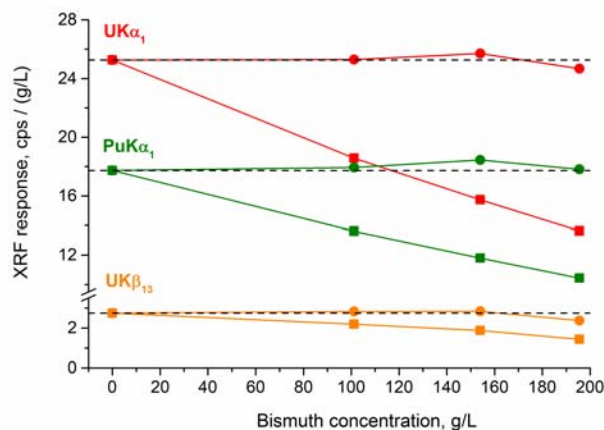


Fig. 2. Matrix effects in absolute XRF measurements of U/Pu solutions (5 g/L U + 2 g/L Pu) as function of Bi concentration. Circles show data points corrected for the matrix effect, squares are uncorrected experimental data.

It was also experimentally demonstrated (Fig. 2) that the created models are capable of providing accurate matrix corrections for the yields of characteristic KX-rays of actinides in non-standard matrices (e.g. samples with unusual molarity or with other heavy metals present). Such a situation, for instance, exists for samples originating from pyro-processing of spent nuclear fuel which can contain only a few percents of actinides in a Bi or Cd matrix.

The developed models offer the following major practical benefits: (i) a great reduction of the need for lengthy calibrations, which are currently necessary to ensure accurate XRF measurements, and (ii) an extension of the applicability of the HKED method to non-standard U/Pu mixtures and sample matrices without investing a great deal of extra calibration work.

1. H. Ottmar *et al.*, *Proc. of the 19th Annual ESARDA Symposium, Montpellier, France, May 13-15, 1997*, ESARDA 28, EUR 17665 EN (1997) 211.
2. D.B. Pelowitz, ed., *MCNPX User's Manual, Version 2.6.0, LA-CP-07-1473* (April 2008).

**TRANSURANIUM ELEMENTS AND FISSION PRODUCTS IN TECHNOLOGICAL CHANNELS OF UNIT 2 OF CHERNOBYL NUCLEAR POWER PLANT**

**A. N. Berlizov<sup>1</sup>, I. A. Malyuk<sup>1</sup>, A. D. Sajeniouk<sup>1</sup>, V. V. Tryshyn<sup>1</sup>, V. V. Petrov<sup>2</sup>, A. I. Savin<sup>2</sup>, S. Abousahl<sup>3</sup>, G. Rasmussen<sup>3</sup>, I. I. Sadikov<sup>4</sup>, F. A. Tashimova<sup>4</sup>**

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

<sup>2</sup>*Chernobyl Nuclear Power Plant, Slavutyich*

<sup>3</sup>*Institute for Transuranium Elements, Karlsruhe, Germany*

<sup>4</sup>*Institute of Nuclear Physics, Tashkent, Uzbekistan*

The current concept of decommissioning of Nuclear Power Plants (NPPs) considers a controlled conservation of a reactor unit followed by its dismantling and final disposal. Technology of dismantling and disposal is determined to a great extent by the composition and activity of radionuclides accumulated in reactor constructions. Theoretical estimations show that for RBMK type reactors by the end of their operating period about 85 - 90 % of activity (excluding nuclear fuel) are incorporated in technological channels (TCs) made of Zr - 2.5 % Nb alloy. Our experimental study was focused on determining the amounts and establishing the origin of transuranium elements (TUE) and fission products (FPs) in TC material of Unit 2 of Chernobyl NPP, which is currently being under the decommissioning.

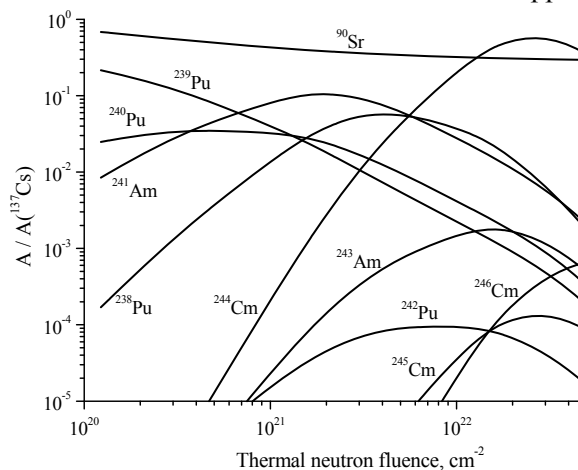
A set of radioanalytical techniques, including  $\beta$ -counting,  $\gamma$ -,  $\alpha$ - and X-ray spectrometry combined with radiochemical separation, was employed to measure contents of <sup>90</sup>Sr, <sup>137</sup>Cs, <sup>238</sup>Pu, <sup>239+240</sup>Pu, <sup>241</sup>Am and <sup>244</sup>Cm in irradiated TC samples taken at different heights and different positions over the reactor core. Some of the analytical results obtained for the samples with maximum predicted thermal neutron fluence ( $F_{th} = 8.3 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ ) are presented in Table. The measurement uncertainties of the results are < 3 % for <sup>137</sup>Cs, < 25 % for <sup>90</sup>Sr and < 35 % for actinides.

**Measured specific activities (Bq/g) of TUE and FPs in different technological channels of Unit 2 of ChNPP**

TC No.	<sup>137</sup> Cs	<sup>90</sup> Sr	<sup>238</sup> Pu	<sup>239+240</sup> Pu	<sup>241</sup> Am	<sup>244</sup> Cm
B-299	6880	3290	430	43	255	762
B-358	12700	5500	159	25	347	951
B-427	6840	2920	154	25	83	617
G-75	6450	2000	132	48	96	307
G-209	7630	2810	156	54	89	2081
Mean	8100	3304	206	39	174	944
CV, %	32	40	61	35	69	72

The activities of radionuclides revealed strong correlations (e.g.  $r = 0.79$  for <sup>244</sup>Cm-<sup>137</sup>Cs,  $r = 0.72$  for <sup>90</sup>Sr-<sup>137</sup>Cs,  $r = 0.67$  for <sup>90</sup>Sr-<sup>241</sup>Am,  $r = 0.64$  for <sup>90</sup>Sr-<sup>238</sup>Pu), which pointed on a common origin of

the TUE and FPs. The obtained isotopic ratios (e.g. <sup>90</sup>Sr/<sup>137</sup>Cs =  $0.38 \pm 0.08$ , <sup>244</sup>Cm/<sup>137</sup>Cs =  $0.12 \pm 0.09$ ) were compared with theoretical predictions (see Figure) and found to be characteristic to an ultra-high burnup uranium (> 95 % on <sup>235</sup>U). These findings suggested that the presence of actinides and FPs can be attributed to an impurity of natural U and Th in the TC's source material with the estimated concentration levels of about several tenths of ppms.



Calculated activity ratios of some FPs and TUE accumulated during a long-term irradiation ( $t_{irr} = t_{cool} = 13 \text{ y}$ ) of natural U as function of thermal neutron fluence.

To check this hypothesis, trace analysis of a non-irradiated Zr-Nb alloy was carried out using the instrumental and radiochemical neutron activation analysis as well as the inductively coupled plasma mass spectrometry. The analysis revealed the presence of above levels of natural U and Th in the TC source material. In addition, the contents of a number of other chemical impurities (Ag, Co, Cr, Fe, Hf, La, Mn, Na, Ni, Sb, Ta, Ti, W, Zn) were determined, thus providing the experimental input for the follow-up theoretical activation calculations.

As a result of the carried out study, the following upper estimates for the total activity of FPs and TUE in a technological channel 13 years after the reactor shutdown were obtained:  $A(^{90}\text{Sr} + ^{137}\text{Cs}) \approx 1.2 \text{ GBq}$ ,  $A_{\Sigma}(\text{actinides}) \approx 670 \text{ MBq}$ . The maximum total  $\alpha$ -activity in a TC on the same point of time was evaluated to be 140 MBq.

**GAMMA-SPECTROMETRIC EXAMINATION OF SPENT FUEL ASSEMBLIES  
AT THE WWR-10M NUCLEAR RESEARCH REACTOR**

**A. N. Berlizov, I.A. Maliuk, V. M. Makarovskiy, O. F. Rudyk, V. I. Slisenko, V. V. Tryshyn**

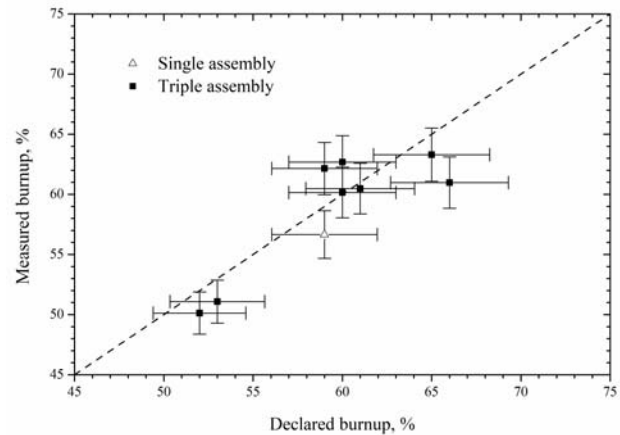
*Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv*

A non-destructive assay of a quantity of fissile material in spent nuclear fuel is currently of a great practical demand in nuclear safeguards and nuclear safety areas. In this study we tested the capability of high-resolution  $\gamma$ -spectrometry for measuring loss of  $^{235}\text{U}$  in spent nuclear fuel of the WWR-10M nuclear research reactor operated at the INR. To this end, 9 irradiated assemblies of WWR-M2 type (initial enrichment - 36 % on  $^{235}\text{U}$ ) having different burnups and cool down times were examined.

The measurements were performed in the reactor hall. The  $\gamma$ -ray spectra were acquired using a 60 % coaxial HPGe detector coupled to a digital multi-channel analyzer. A slit defined by a 100-mm long, 7-mm internal diameter steel pipe encased in lead breaks was used for collimation and to shield the detector. Each assembly was remotely raised out of the wet storage facility and positioned at the  $\approx 12$  m distance from the detector. The whole assembly was visible to the detector through the collimator hole.

In accumulated  $\gamma$ -spectra the peaks of  $^{134,137}\text{Cs}$ ,  $^{144}\text{Pr}$ ,  $^{154}\text{Eu}$ ,  $^{125}\text{Sb}$ ,  $^{106}\text{Rh}$  and  $^{103}\text{Ru}$  were identified. Since the fuel assemblies are fairly "transparent" to  $\gamma$ -rays with energies  $> 200$  keV (e.g. loss of the 662 keV  $\gamma$ -rays due to the self-attenuation in a triple assembly is about 31 %), an accurate determination of absolute activities of the above fission/activation products was possible.

The absolute efficiency of the detector was determined for each type of the fuel assemblies (single or triple) employing an internal calibration procedure with the use of multiple  $\gamma$ -rays of  $^{134}\text{Cs}$ ,  $^{144}\text{Pr}$  and  $^{154}\text{Eu}$ , appended by the absolute  $\gamma$ -measurements of standard  $^{137}\text{Cs}$  sources and Monte Carlo calculations. The determined activities of the radionuclides are shown in Table.



Measured versus declared fuel burnup. Error bars represent  $1\sigma$ -uncertainties corresponding to the 3.5 % and 5 % relative uncertainties of the experimental and declared burnups, respectively.

The measured absolute  $^{137}\text{Cs}$  activity is an accurate indicator of the total number of fissions that occurred in the fuel. Since more than 95 % of the fissions in fuel of this enrichment class occur in  $^{235}\text{U}$ , the  $^{137}\text{Cs}$  activity is also a good indicator of  $^{235}\text{U}$  loss by fission. Thus, the fuel burnup in terms of the relative  $^{235}\text{U}$  loss as well as the absolute mass of remaining  $^{235}\text{U}$  can be easily evaluated from the measured absolute activity of  $^{137}\text{Cs}$  and the initial  $^{235}\text{U}$  mass recorded in the assembly's passport data. The obtained in this way experimental fuel burnups agree reasonably with declared values (see Figure).

The conclusion is that the direct measurement of the absolute activity of  $^{137}\text{Cs}$  in spent fuel assemblies has a potential to serve as a rather simple, accurate and cost effective tool for the burnup confirmation and nuclear material accountancy verification measurements at WWR-M type research reactors.

**Measured radionuclide inventories (Ci) in WWR-M2 assemblies (decay-corrected back to unload date)**

Assembly No.	Triple / Single	Unload date	Declared burnup, %	$^{137}\text{Cs}$	$^{134}\text{Cs}$	$^{154}\text{Eu}$	$^{125}\text{Sb}$	$^{144}\text{Ce} / ^{144}\text{Pr}$	$^{106}\text{Ru} / ^{106}\text{Rh}$	$^{103}\text{Ru}$
593-77	t	12/06/89	52	128.7	6.5	1.8				
595-77	t	29/10/90	61	148.8	96.0	3.6	5.8			
605-77	t	29/10/90	60	154.1	105.4	3.9	5.9			
117-84	t	23/03/87	53	130.5	79.6	2.7	5.3			
611-88	t	02/01/92	66	156.5	92.5	3.9	5.2			
612-88	t	01/11/93	65	161.0	108.3	4.3	5.2			
667-88	s	28/11/01	59	41.6	8.8	0.85	0.45	40.8	6.2	16.4
016-89	t	28/11/01	59	151.0	31.8	3.37	1.5	131	20.0	60.2
018-89	t	04/12/00	60	154.4	35.1	3.51	1.7	145	22.3	



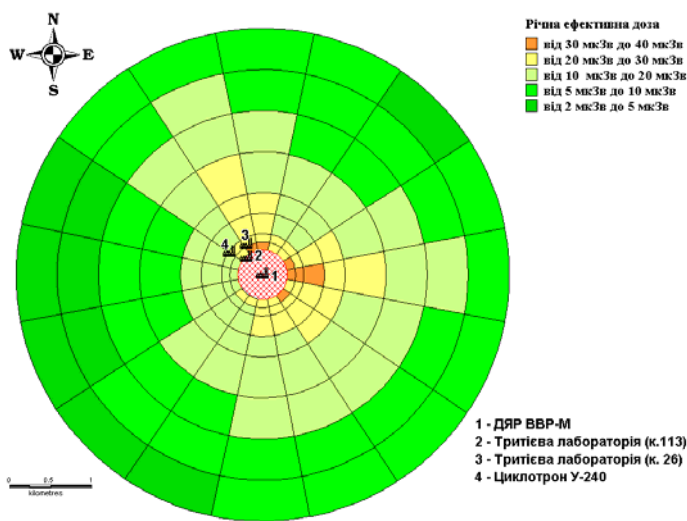
## РОЗРОБКА РАДІАЦІЙНО-ГІГІЄНИЧНОГО РЕГЛАМЕНТУ ПЕРШОЇ ГРУПИ "ДОПУСТИМИЙ ГАЗО-АЕРОЗОЛЬНИЙ ВИКИД ЯДЕРНО-ФІЗИЧНИХ УСТАНОВОК ІЯД НАН УКРАЇНИ"

**О. В. Гайдар, Ю. А. Михтонюк, В. В. Тришин, Л. С. Червонна**

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

Протягом останніх років у Центрі екологічних проблем атомної енергетики проводяться роботи щодо створення сучасної геоінформаційної системи для проведення оцінки впливу дослідницьких ядерно-фізичних установок на навколишнє середовище. Так, у 2009 р. було створено базу даних метеорологічних спостережень у районі розташування майданчика ІЯД НАН України за 2000 - 2008 рр. На основі проведеного аналізу

були розраховані значення параметрів, що визначають умови атмосферного переносу та діаграми повторюваності метеорологічних параметрів (напрямку та швидкості вітру, категорій стійкості атмосфери, погодних явищ, тощо). Також була суттєво доопрацьована та оновлена база даних щодо соціально-демографічних умов на прилеглих територіях.



Просторовий розподіл значень річної ефективної дози (за умови викиду протягом року на рівні допустимого) для населення референтного віку "1 рік".

Усе це дало змогу на принципово нових засадах провести роботу щодо обґрунтування значень лімітів викиду (ЛВ) окремих радіонуклідів та допустимого газо-аерозольного викиду (ДВ) для ядерно-фізичних установок ІЯД НАН України.

Робота проведена у відповідності з нормативним документом "Порядок встановлення допустимих рівнів скидів і викидів АЕС України (радіаційно-гігієнічні регламенти і групи). Методичні вказівки", для чого була розроблена спеціальна процедура визначення місцеположення критичної групи населення, що дало змогу врахувати істотну різницю радіонуклідного складу газо-аерозольного викиду з різних ядерно-фізичних установок ІЯД НАН України та їх просторове положення. Був прийнятий консервативний підхід як для оцінки величини газо-аерозольних викидів, так і для умов землекористування (вживання місцевих овочів, фруктів, м'яса птиці, молока тощо) та складу населення (наявність представників п'яти вікових груп).

На основі проведених розрахунків було встановлено представника критичної групи - гіпотетичний представник вікової групи "1 рік", який проживає на відстані 300 м (на границі санітарно-захисної зони ДЯР ВВР-М) у східному напрямку (від вентиляційної труби реактора). Слід зазначити, що на сьогодні на вказаній території знаходиться промислова зона.

Проведені розрахунки дають підстави стверджувати про відповідність установлених величин ЛВ та ДВ вимозі неперевикнення квоти ліміту дози, що становить 40 мкЗв/рік (див. рисунок).

Слід зазначити, що фактичні викиди, що контролюються системою радіаційного контролю ВВР-М ІЯД НАН України, як правило майже у 100 разів менші від допустимих значень. Результати багаторічного моніторингу радіаційного стану в зоні спостереження ДЯР ВВР-М також свідчать про те, що за весь період спостережень не було виявлено збільшення вмісту радіоактивних речовин у зразках навколишнього середовища порівняно з рівнями, характерними для Києва.



## СОСТОЯНИЕ ГЕНЕТИЧЕСКОГО МАТЕРИАЛА В КЛЕТКАХ КОСТНОГО МОЗГА ПОЛЕВОК В 30-КИЛОМЕТРОВОЙ ЗОНЕ ЧАЭС В ОТДАЛЕННЫЙ ПЕРИОД ПОСЛЕ АВАРИИ

Е. О. Бурдо<sup>1</sup>, Д. А. Вишнеvский<sup>2</sup>, Т. В. Мельник<sup>1</sup>

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

<sup>2</sup>Чернобыльский радиэкологический центр МЧС Украины, Чернобыль

Оценка устойчивости биосистем к ионизирующему излучению *in situ* является актуальной проблемой на современном этапе развития ядерных технологий. Для решения этой проблемы исследуются биологические объекты в зонах техногенного радиационного загрязнения.

Одним из наиболее принятых на сегодняшний день подходов для оценки радиэкологической ситуации является изучение состояния генетического материала в клетках костного мозга мышевидных грызунов [1, 2].

Исследования проведены на 39 полёвках (*Clethrionomys sp.*), отловленных в 2008 г. в 30-километровой зоне отчуждения ЧАЭС. Отлов проведен на полигонах «Янов», «Чистоголовка», «Изумрудное», «Вертолетная площадка» и «Сказочное», отличающихся по уровню радиационного загрязнения [3], но имеющих близкие другие экологические характеристики. Полигон «Сказочное» рассматривали как условно контрольный. Препараты клеток костного мозга готовили общепринятым способом (без использования колхицина) [4]. От каждого животного проанализировано по 5 тыс. клеток, всего - 165 тыс. Исследована частота встречаемости клеток двуядерных (ДЯ), апоптозных (А), с микроядрами (МЯ). Результаты выражены в промил-

ле, обработаны статистически по критерию Mann-Whitney с использованием программы STATISTICA 7.0. Результаты представлены в таблице.

Как видно из представленного, сравнительный анализ групп животных из разных полигонов по частоте встречаемости клеток с повреждениями выявил достоверные различия между животными из условно контрольного полигона и радиационно загрязненных территорий только по микрояденому тесту.

Анализ по средней частоте микроядер в клетках костного мозга также показал отличие групп животных из всех загрязненных территорий от группы из условно контрольного полигона. Клетки с несколькими микроядрами присутствуют в костном мозге животных из полигонов «Янов» и «Изумрудное».

Наблюдается некоторая тенденция к увеличению числа клеток с множественными микроядрами и числа микроядер (до 7) в них с повышением плотности загрязнения территорий. Для получения более четких результатов необходимо увеличение числа животных в выборках.

**Частота клеток с повреждением генетического материала в костном мозге полевок,  
обитающих в 30-километровой зоне ЧАЭС, % (диапазон, M ± m)**

Полигон	<sup>137</sup> Cs, Ки/км <sup>2</sup>	N особей	Частота клеток, с			Средняя частота МЯ	Распределение клеток по числу МЯ		
			ДЯ	А	МЯ		1	2	≥3
Янов	>1000	9	0 - 4,20 1,44 ± 0,45	0,6 - 8,80 4,51 ± 1,02**	0 - 3,80 1,31 ± 0,44*	2,24 ± 0,78*	0,87 ± 0,29*	0,20 ± 0,08	0,27 ± 0,10
Чистоголовка	100 - 200	5	0,40 - 6,80 3,12 ± 1,09	0,6 - 11,2 5,08 ± 2,44	0,2 - 2,40 1,12 ± 0,39*	1,52 ± 0,61*	0,84 ± 0,28*	0,12 ± 0,10	0,12 ± 0,12
Изумрудное	50 - 100	10	0,20 - 5,40 2,38 ± 0,5	1,0 - 17,6 3,6 ± 0,85**	0,2 - 3,40 1,23 ± 0,23*	2,08 ± 0,57*	1,14 ± 0,28*	0,22 ± 0,11	0,08 ± 0,03
Вертолетная площадка	10 - 20	7	0,6 - 4,40 1,82 ± 0,50	0,8 - 2,4 1,46 ± 0,23	0 - 1,4 0,62 ± 0,25	0,77 ± 0,23*	0,49 ± 0,23	0,14 ± 0,09	0 ± 0
Сказочное	1 - 2	8	0,2-15,0 4,95 ± 1,89	1,2-6,0 2,93 ± 0,50**	0-1,2 0,17 ± 0,14	0,05 ± 0,033	0,05 ± 0,033	0,03 ± 0,02	0 ± 0

\*p < 0,05 по сравнению с полигоном Сказочное;

\*\* p < 0,05 по сравнению с полигоном Вертолетная площадка.

- С.А. Костенко, Е.Г. Бунтова и Т.Т. Глазко, Цитология и генетика **2**, 11 (2001).
- Р.И. Гончарова и Н.И. Рябоконт, Радиологическая катастрофа в Чернобыле: доклад международного исследования (Токио, 1998), 256.
- Карта загрязнения территории Чернобыльской зоны отчуждения цезием-137. По состоянию на

1998 год, сост. Н. Нагорский, В. Тэпикин и др. ЧенЦМИ, АЗО и МНС Украины.

- А.С. Графодатский, С.И. Раджабли, Хромосомы сельскохозяйственных и лабораторных млекопитающих (Наука, Новосибирск, 1988), 128.

## ФОРМУВАННЯ ДОЗ ОПРОМІНЕННЯ ЗА ТРИВАЛОГО НАДХОДЖЕННЯ $^{137}\text{Cs}$ ДО ОРГАНІЗМУ ЛАБОРАТОРНИХ ЩУРІВ

І. П. Дрозд, А. І. Липська, **Я. І. Серкіз**

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

Із використанням багатоканальної моделі проведено аналіз отриманих раніше авторами результатів експериментальних даних, здійснено узагальнення та розрахунки. Досліджено кінетику радіонуклідів  $^{137}\text{Cs}$  в основних органах і тканинах лабораторних щурів за тривалого їх надходження до організму. На основі отриманих експериментальних даних визначено біокінетичні константи переходів  $^{137}\text{Cs}$  між окремими органами та тканинами тварин. Відзначено, що домінуючим процесом, який визначає розподіл та накопичення  $^{137}\text{Cs}$  в організмі за тривалого надходження, є циклічні процеси реабсорбції та повторної абсорбції, що відбуваються в кишечнику. Це призводить до переважного всмоктування радіонукліда в кишечнику за умов хронічного надходження до організму. Аналогічні багаторазові цикли відбуваються також між транспортними рідинами (кров, лімфа) та усіма органами й тканинами організму. Урахування цих процесів дає змогу отримати більш точні значення поглинених доз, що має важливе значення при опроміненні в діапазоні малих доз радіації.

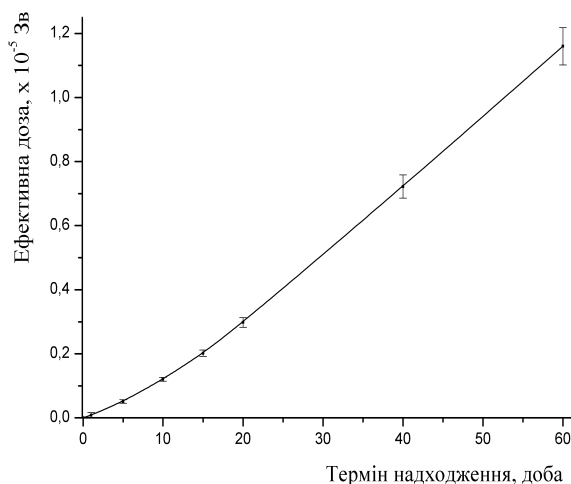
За розробленою нами раніше експрес-методикою визначено аналітичні функції, що описують формування накопиченої дози залежно від маси та терміну надходження радіонукліда. Отримано розрахункові параметри для обчислення доз опромінення окремих органів, а також ефективної дози за тривалого надходження  $^{137}\text{Cs}$ . Це дає змогу розраховувати дози опромінення для тварин різної маси та будь-якого терміну щодобового надходження будь-якої активності  $^{137}\text{Cs}$ . Дозу внутрішнього опромінення розраховували згідно

з виразами:

$D = q(at^2 + bt + c)$  за терміну надходження ізотопу 1 - 20 діб;

$D = q(kt + d)$  за терміну надходження ізотопу понад 20 діб, де  $q$  – активність, яка щоденно надходить до організму, Бк;  $a, b, c, k, d$  – розрахункові параметри;  $t$  – термін надходження ізотопу, доба.

Як приклад, на рисунку представлено динаміку формування ефективної дози у щурів масою  $250 \pm 20$  г за щоденного надходження до організму 1 Бк  $^{137}\text{Cs}$ .



Динаміка формування ефективної дози за щоденного надходження до організму 1 Бк  $^{137}\text{Cs}$ .

- І. П. Дрозд та А. І. Липська, Науковий вісник Ужгородського університету. Сер. "Біологія" (2009). (Подано до друку).

**ПЕРЕКИСНІ ПРОЦЕСИ У КРОВІ ЩУРІВ  
ЗА РАЗОВОГО ВНУТРІШНЬОГО ВВЕДЕННЯ <sup>137</sup>Cs**

**Ю. П. Гриневич<sup>1</sup>, А. І. Липська<sup>1</sup>, С. В. Телецька<sup>1</sup>, Л. І. Маковецька<sup>2</sup>, І. О. Мофа<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

<sup>2</sup>*Інститут експериментальної патології, онкології і радіобіології ім. Р. Є. Кавецького НАН України, Київ*

Проблема впливу радіації малої інтенсивності набула особливої актуальності після аварії на ЧАЕС, коли значна кількість людей і тварин зазнала радіаційного навантаження. Дія іонізуючого випромінювання на живі організми пов'язана також із тривалим перебігом післярадіаційних реакцій організму, що спрямовані на усунення структурно-функціональних ушкоджень у молекулах та клітинних структурах, що викликані первинними радіаційними фізико-хімічними реакціями [1], основою ланки яких є підвищення швидкості утворення радикалів кисню, які відіграють суттєву роль у розвитку променевого ураження і є ініціаторами вільнорадикальних процесів (пероксидне окиснення ліпідів), що якісно не відрізняються від тих, що відбуваються в клітині спонтанно. Нині накопичено значний експериментальний матеріал з вивчення впливу радіації в сублетальних і летальних дозах на баланс системи пероксидне окиснення ліпідів (ПОЛ)-антиоксидантна система (АОС). Проте недостатньо вивчено зміни в цій системі за дії внутрішнього опромінення в динаміці.

Внутрішнє опромінення від нестабільних ізотопів, що потрапляють в організм з їжею, навіть при низьких активностях (не набагато вище фонових), може призвести до значних фізіологічних змін у тканинах і органах із специфічним стимулюванням ПОЛ [2]. Саме з цієї причини до проблеми внутрішнього опромінення нині виявляється підвищений інтерес науковців.

Виходячи з того, що система крові є критичною за дії радіації, для визначення як ранніх, так і віддалених, залежних від дози і специфічних післярадіаційних змін у крові було досліджено її пероксидазну активність за разового внутрішнього опромінення <sup>137</sup>Cs.

Дослідження виконано на статевозрілих безпородних щурах-самцях масою 180 - 200 г. Розчин <sup>137</sup>Cs в дистильованій воді активністю 24,5 кБк вводили кожній тварині через зонд по 0,2 мл. Перекисні процеси у крові визначали за її пероксидазною активністю хемілюмінісцентним методом [3]. Для дослідження брали 0,1 мл роз-

веденої крові. Визначали світлосуму свічення за 5 хв ( $\Sigma_{300}$ ) та його максимальну інтенсивність ( $I_{\max}$ ). Впродовж експерименту (30 діб спостереження) в групі контрольних тварин не виявлено суттєвих змін як  $I_{\max}$ , так і  $\Sigma_{300}$ . Так, їх середні значення становили відповідно  $I_{\max} = 1059 \pm 98$  імп · с<sup>-1</sup>,  $\Sigma_{300} = 221 \cdot 10^3$  імп · 5 хв. У групі тварин, яким вводили <sup>137</sup>Cs, виявлено екстремальний характер змін хемілюмінісцентних показників пероксидазної активності крові. Найбільших значень як  $\Sigma_{300}$ , так і  $I_{\max}$  досягали на 3-тю та 7-му добу спостережень з наступним монотонним незначним зменшенням від показників контролю на 14-ту добу. Для  $\Sigma_{300}$  цей показник був  $150 \cdot 10^3$  імп · 5 хв, а для  $I_{\max}$  -  $780$  імп · сек<sup>-1</sup>. На 30-ту добу експерименту як  $\Sigma_{300}$ , так і  $I_{\max}$  незначно відрізнялись від значень контролю. Однонаправленість змін як  $I_{\max}$ , так і  $\Sigma_{300}$  вказує на збереження функціонального зв'язку між кількістю ферменту та його активністю.

Виявлені особливості динаміки пероксидазної активності крові щурів за даних умов експерименту вказують на включення на ранніх етапах радіаційного впливу адаптаційно-компенсаторних механізмів антиоксидантного (ферментативного) захисту організму і свідчать про суттєві порушення нормального перебігу його функціонування за дії малих доз радіації. Це може бути обумовлено як зміною біохімічних показників крові, що стосуються вмісту та активності ферментів, що регулюють вільнорадикальні процеси, так і зміною морфологічного складу крові, у формених елементах якої <sup>137</sup>Cs накопичується в 15 разів більше, ніж у плазмі.

1. В.М. Бяков и С.В. Степанов, Радиационная Биология. Радиоекология **37**, вып. 4, 469 (1997).
2. А.І. Липська, Дозоутворення, природа ранніх та ризики віддалених ефектів у тварин за тривалої дії радіонуклідів чорнобильського викиду: Автореф. дис. ... д-ра біол. наук (К., 2008). - 44 с.
3. Sonia de Toledo *et al*, Analytical Biochemistry **105**, 162 (1980).

ВМІСТ  $^{60}\text{Co}$  У КОМПОНЕНТАХ ВОДОЙМИ-ОХОЛОДЖУВАЧА ЧАЕС

О. Л. Зарубін

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

У 2009 р. було проаналізовано дані попередніх років про надходження  $^{60}\text{Co}$  до екосистеми водойми-охолоджувача ЧАЕС та забруднення цим радіонуклідом біотичних та абіотичних її компонентів.

У результаті узагальнення даних було встановлено, що у водоймі-охолоджувачі до аварії на ЧАЕС  $^{60}\text{Co}$  найчастіше зустрічався в донних відкладах, в яких його вміст іноді досягав 300 – 500 Бк/кг. Менше всього  $^{60}\text{Co}$  було у воді.

Після аварії на ЧАЕС та заходів, пов'язаних з її ліквідацією, вміст  $^{60}\text{Co}$  у воді збільшився в десятки тисяч разів. Після закінчення робіт по будівництву об'єкта «Укриття», що завершилися в кінці 1986 р., цей радіонуклід міг поступати на акваторію водойми-охолоджувача повітряним шляхом, про що свідчить його наявність у верхньому шарі снігу в безпосередній близькості від водойми в лютому 1987 р.

Серед водної біоти найбільшим вмістом  $^{60}\text{Co}$  характеризувалася водна рослинність. У нитчастих водоростях його вміст сягав  $15600 \pm 2000$  Бк/кг у 1986 р. У вищих водних занурених рослинах, в основному представлених різними видами рдестів, максимум вмісту  $^{60}\text{Co}$  у тому ж році становив  $17000 \pm 1900$  Бк/кг.

У рибах у 1986 - 1987 рр. вміст  $^{60}\text{Co}$  був значно менший і не перевищував  $3100 \pm 400$  Бк/кг (за винятком однієї проби внутрішніх органів товстолоба (1987 р.), в якій вміст  $^{60}\text{Co}$  був  $44000 \pm 5000$  Бк/кг). Найбільший вміст  $^{60}\text{Co}$  реєструвався в рибах низьких трофічних рівнів – у білому і строкатому товстолобах (планктофаги) та сазані (бентофаг). Найменше  $^{60}\text{Co}$  було виявлено в судаку та жереху (облігатні іхтіофаги).

Найчастіше  $^{60}\text{Co}$  реєструвався в товстолобів. Ряд зниження частоти реєстрації  $^{60}\text{Co}$  в досліджуваних видах риб виглядає таким чином: товстолоби (планктофаги) → короп, сазан, плоскирка, лящ (бентофаги) → сом канальний, сом звичайний, окунь (змішаний тип живлення) → судак, жерех (облігатні іхтіофаги).

Розподіл  $^{60}\text{Co}$  по різних органах і тканинах риб був неоднаковий. Як правило, максимум вмісту  $^{60}\text{Co}$  реєструвався в нирках, потім у внутрішніх органах (цілком), вмісті кишкового, ікрі та плавцях. Мінімум вмісту  $^{60}\text{Co}$  був виявлений у серці, шлунку сома звичайного та сома канального, ребрах, жирі. Решта органів і тканин у вмісті  $^{60}\text{Co}$  займала проміжне положення.

За частотою спостереження  $^{60}\text{Co}$  серед досліджених зразків органів і тканин риб на перші місця виходять внутрішні органи (цілком), голова, тушка, зябра, плавники, шкіра, ікра, печінка, плавальний міхур, жир, червоні м'язи, хребет. У решті органів і тканин в період досліджень  $^{60}\text{Co}$  зустрічався рідше.

Натурні експериментальні роботи, проведені на акваторії водоймища-охолоджувача ЧАЕС, показали, що  $^{60}\text{Co}$  надходить в організм досліджених видів риб як по трофічному ланцюгу, так і безпосередньо з води.

Внесок трофічного шляху в накопичення  $^{60}\text{Co}$  рибами низьких трофічних рівнів, імовірно, більш значущий у порівнянні з накопиченням цього радіонукліда хижими видами риб.

## СОДЕРЖАНИЕ $^{137}\text{Cs}$ В МЫШЦАХ ГОЛАВЛЯ (*Leuciscus cephalus* L.) В ЗАВИСИМОСТИ ОТ МАССЫ ОСОБИ

О. Л. Зарубин

Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев

В 2009 г. проанализированы и опубликованы [1] данные многолетних исследований содержания  $^{137}\text{Cs}$  в мышцах голавля в зависимости от массы особи. Отлов голавля проводился на акватории водоема-охладителя ЧАЭС и Каневского водохранилища р. Днепр в 1986 - 2008 гг., на акватории р. Припять в пределах зоны отчуждения ЧАЭС в 1998 - 2005 гг.

В голавле из всех исследованных водоемов обнаружена положительная зависимость содержания  $^{137}\text{Cs}$  от массы особи («размерный эффект»). Единственным исключением является серия проб голавля водоема-охладителя ЧАЭС, отобранная 7 июня 2004 г., в которой наблюдается незначительное снижение содержания  $^{137}\text{Cs}$  с увеличением массы особи (рис. 1 - 3).

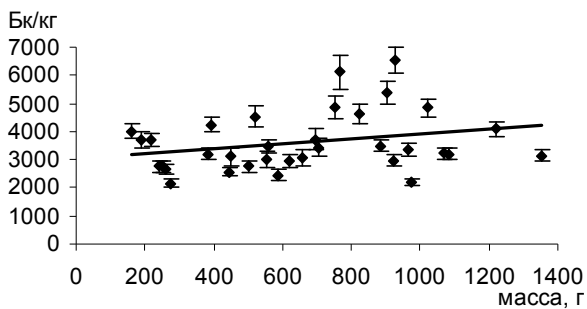


Рис. 1. Удельное содержание  $^{137}\text{Cs}$  в голавле в зависимости от массы особи: Каневское водохранилище 10 - 16 сентября 2003 г. (Бк/кг). Приведены линейные тренды.

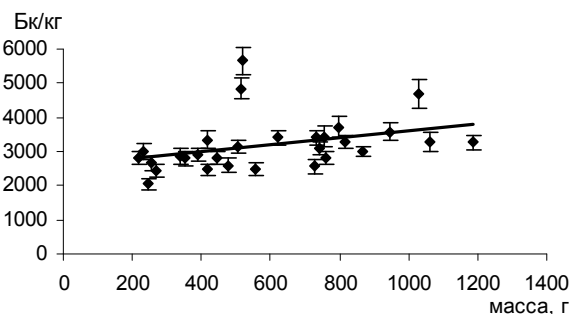


Рис. 2. Удельное содержание  $^{137}\text{Cs}$  в голавле в зависимости от массы особи: Каневское водохранилище 17 октября 2003 г. (Бк/кг). Приведены линейные тренды.

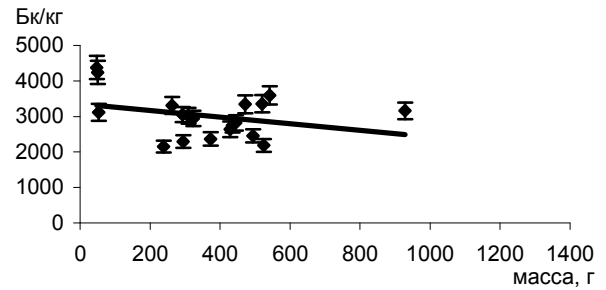


Рис. 3. Удельное содержание  $^{137}\text{Cs}$  в голавле в зависимости от массы особи: Каневское водохранилище 7 июня 2004 г. (Бк/кг). Приведены линейные тренды.

В различных исследованных отрезках диапазона массы отдельных особей зависимость содержания  $^{137}\text{Cs}$  в мышцах голавля от возраста особи может характеризоваться по-разному.

Как правило, в естественных условиях существования размер и масса особи пропорционально увеличиваются с возрастом, что позволяет связать рост содержания  $^{137}\text{Cs}$  в голавле с увеличением возраста. Таким образом, вместо термина «размерный эффект» в большинстве случаев корректнее использовать термин «возрастной эффект».

Положительный возрастной эффект в накоплении  $^{137}\text{Cs}$  рыбами, по-видимому, вызван изменением спектра питания рыб с увеличением возраста (полный или частичный переход на хищничество) и снижением уровня метаболизма с увеличением возраста, что снижает скорость выведения из организма ранее накопленного им  $^{137}\text{Cs}$ .

1. О.Л. Зарубин, Ядерна фізика та енергетика **10**, 201 (2009).

## $^{137}\text{Cs}$ У РИБАХ ВОДОЙМИ-ОХОЛОДЖУВАЧА ЧАЕС ПІСЛЯ ПРИПИНЕННЯ ЕКСПЛУАТАЦІЇ ОСТАННЬОГО ДІЮЧОГО БЛОКА

О. Л. Зарубін<sup>1</sup>, О. О. Заліський<sup>2</sup>, І. А. Малюк<sup>1</sup>, В. А. Костюк<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

<sup>2</sup>Державне спеціалізоване науково-виробниче підприємство «Екоцентр», Чорнобиль

Після виведення в грудні 2000 р. ЧАЕС з експлуатації очікувалось покращання радіоекологічної обстановки в екосистемі водойми-охолоджувача. Однак цього не відбулося. Вміст розчиненого  $^{137}\text{Cs}$  у воді за період 1999 - 2008 рр. знизився майже втричі (рис. 1). У той же час вміст  $^{137}\text{Cs}$  у м'язах риб знижується повільніше. У рибках високих трофічних рівнів вміст  $^{137}\text{Cs}$  за останні 10 років достовірно не змінився (рис. 2 та 3).

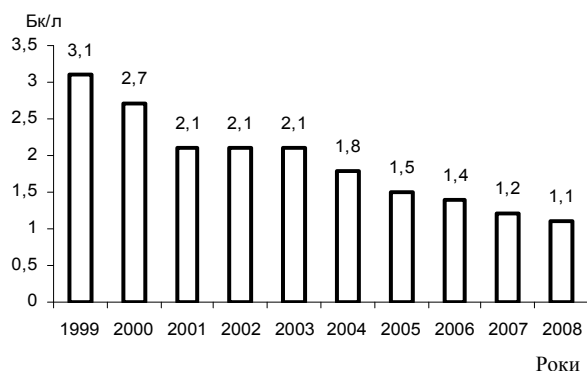


Рис. 1. Вміст  $^{137}\text{Cs}$  у воді водойми-охолоджувача ЧАЕС.

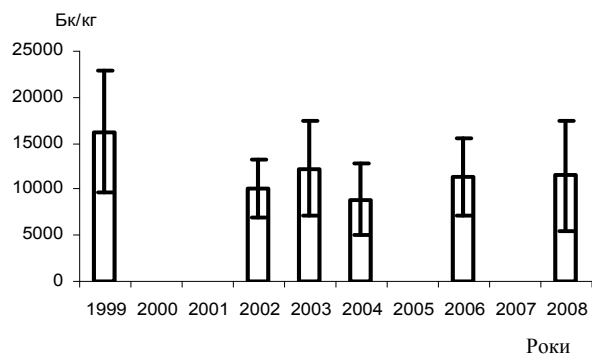


Рис. 2. Середньорічний вміст (зі стандартним відхиленням)  $^{137}\text{Cs}$  у м'язах окуня водойми-охолоджувача ЧАЕС у 1999 - 2008 рр. (Бк/кг сирової маси).

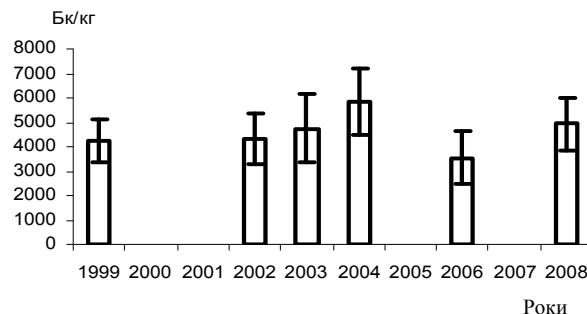


Рис. 3. Середньорічний вміст (зі стандартним відхиленням)  $^{137}\text{Cs}$  у м'язах сома каналного водойми-охолоджувача ЧАЕС у 1999 - 2008 рр. (Бк/кг сирової маси).

За нашими припущеннями, на збільшення накопичення  $^{137}\text{Cs}$  рибами водойми-охолоджувача ЧАЕС впливають незалежні фактори, одним з яких є розчинення "гарячих" частинок, що містять  $^{137}\text{Cs}$ , та збільшення його доступності для гідробіонтів. Іншою причиною, що призводить до сталого вмісту  $^{137}\text{Cs}$  в рибках, може бути той факт, що цей радіонуклід потрапляє в організм не з водою, а з продуктів харчування, де його вміст майже не змінився. Саме тому зниження вмісту  $^{137}\text{Cs}$  в м'язах риб відстає від швидкості очищення води - середовища існування даних риб.

У той же час зниження температури води у водоймі-охолоджувачі ЧАЕС дещо уповільнює процеси виведення  $^{137}\text{Cs}$  з організму риб через зниження рівнів метаболізму.

Ще однією можливою причиною підвищення коефіцієнтів накопичення  $^{137}\text{Cs}$  рибами може бути передбачувана зміна гідрохімічних параметрів води внаслідок зміни температурного та гідрологічного режимів водойми-охолоджувача після виведення з експлуатації останнього блока ЧАЕС у грудні 2000 р.

СЕЗОННЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ УДЕЛЬНОЙ АКТИВНОСТИ  $^{137}\text{Cs}$  В ПОЧВЕ

Н. Е. Зарубина

Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев

Пробы почв отбирались послойно: опад, подстилка, слой почвы 0 - 5 см и слой почвы 5 - 10 см. Полигоны относятся к одному типу экотопу (А1), характеризуются типами почв: «Дитятки» - дерново-подзолистая, песчаная; «Стайки» - дерново-подзолистая, песчаная; «Парышев» - дерново-подзолистая, глеевато-песчаная; различаются уровнем загрязнения почв  $^{137}\text{Cs}$ .

Для исследования сезонной динамики содержания  $^{137}\text{Cs}$  в почвах отбор проб проводился ежемесячно в 2007 - 2009 гг. Исключение составляет полигон «Стайки», на котором отбор проб не проводится с декабря по март.

Анализ сезонных изменений уровней удельной активности  $^{137}\text{Cs}$  в почве указывает на то, что на протяжении года колебания содержания этого радионуклида могут быть значительными (до 4,5 раз) (рис. 1 и 2).

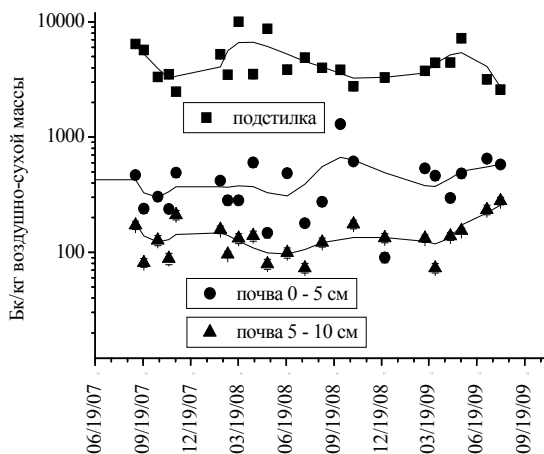


Рис. 1. Сезонная динамика уровней удельной активности  $^{137}\text{Cs}$  в почве (послойно) на территории полигона «Парышев».

Сезонная динамика содержания  $^{137}\text{Cs}$  в разных слоях почвы сходна для двух полигонов, находящихся на разном расстоянии от ЧАЭС - «Стайки» (150 км) и «Парышев» (15 км).

На обоих полигонах закономерности содержания  $^{137}\text{Cs}$  в почвенных слоях 0 - 5 см и 5 - 10 см сходны - максимумы и минимумы совпадают по времени. Противоположные закономерности характерны для слоя лесной подстилки. Т.е. минимум уровней удельной активности  $^{137}\text{Cs}$

в подстилке совпадает по времени с максимальным содержанием этого радионуклида в почве в слоях 0 - 5 и 5 - 10 см. По-видимому, в конце вегетационного периода с отмиранием части биоты  $^{137}\text{Cs}$  может освобождаться из слоя подстилки и перемещаться в минеральную часть почвы. С началом вегетации активный рост почвенной биоты и ее потребность в калии, вероятно, может приводить к перемещению химического аналога калия -  $^{137}\text{Cs}$  из более глубоких слоев почвы в слой лесной подстилки - наиболее густо заселенной части почв.

Для полигона «Дитятки» характерной чертой вертикального разреза почв является очень тонкий (1,5 см) слой лесной подстилки в отличие от других полигонов исследования, на которых он равен приблизительно 5 см. Для этого полигона колебания содержания цезия в слое лесной подстилки соответствуют колебаниям в слое почв 0 - 5 см, а противоположные изменения характерны для более глубокого слоя почв - 5 - 10 см. (см. рис. 2).

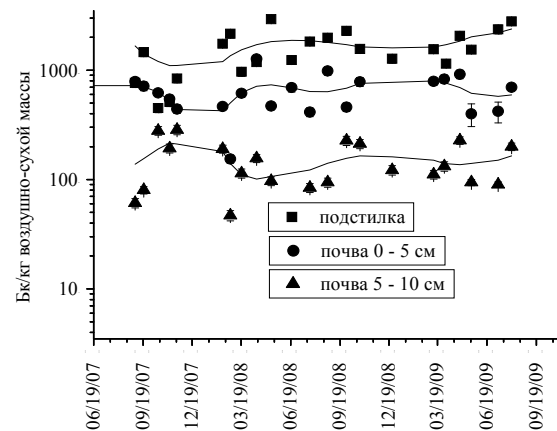


Рис. 2. Сезонная динамика уровней удельной активности  $^{137}\text{Cs}$  в почве (послойно) на территории полигона «Дитятки».

В результате проведенных исследований было установлено, что содержание  $^{137}\text{Cs}$  в разных почвенных слоях на протяжении года изменяется и этот процесс носит волнообразный характер.



## ИССЛЕДОВАНИЕ ИЗОТОПНЫХ ОТНОШЕНИЙ В ОБРАЗЦАХ, ОТОБРАННЫХ ВНУТРИ И ВБЛИЗИ 4-го БЛОКА ЧАЭС

М. В. Желтоножская, Н. В. Кулич, Л. В. Садовников

*Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев*

Оценка выгорания топлива в «горячих» частицах («г. ч.»), находящихся вблизи и внутри 4-го энергоблока ЧАЭС в лавообразных топливосодержащих материалах (ЛТСМ), является актуальной задачей, так как до настоящего времени не существует точных оценок месторасположения и количества топлива. Эти данные позволяют оценить, в частности, количество топлива на изучаемой территории. В абсолютном большинстве случаев выгорание рассчитывалось по соотношению активностей  $^{134,137}\text{Cs}$ .

Для оценки этих процессов изучались соотношения активностей  $^{134,137}\text{Cs}$  и  $^{154,155}\text{Eu}$  в пробах, которые были отобраны нами внутри и вблизи 4-го блока ЧАЭС.

Для исследований были отобраны пробы в районе «Рыжего леса» и из ЛТСМ в 4-м блоке ЧАЭС. Пробы грунта отбирались по два слоя толщиной 2 см. Измерения проводились на германиевых спектрометрах с Ge-детектором.

Были измерены изотопные отношения в 12 разрезах. Во всех разрезах точность измерений соотношения  $^{134,137}\text{Cs}$  в первых двух слоях, как правило, не превышала 2 %. Погрешность при измерении активностей  $^{154,155}\text{Eu}$  не превышала 5 %. Обнаружено расхождение на 20 - 25 % оценок выгорания топлива для разных слоев в одном и том же разрезе.

Для сравнительного анализа мы отобрали пробы в зоне образования ЛТСМ непосредственно в 4-м энергоблоке ЧАЭС. Измерения гамма-спектров этих проб показали значения выгорания топлива, определенного по соотношению

$^{134,137}\text{Cs}$ , близкими к данным для исследуемых почвенных разрезов. Однако, удельная активность  $K_{\alpha}$ -излучения урана была в 20 - 30 раз меньше по сравнению с почвами, где наблюдались аномальные изотопные отношения  $^{134,137}\text{Cs}$ .

Из этих измерений для проб из 4-го энергоблока ЧАЭС впервые было получено отношение

$$A(^{241}\text{Am})/A(^{243}\text{Am}) = P = (1,6 \pm 0,1) \cdot 10^{-3}.$$

Теоретические оценки дают величины примерно в 1,5 раза завышенные по сравнению с экспериментом. Наши измерения показывают, что выгорание топлива, определенное по изотопным отношениям  $^{134,137}\text{Cs}$ , систематически занижено на две-три единицы по сравнению с данными из изотопных отношений  $^{154,155}\text{Eu}$  (см. таблицу).

Нами предлагается, ввиду простоты измерений активностей  $^{134,137}\text{Cs}$ , исследовать эти изотопные отношения для расчета выгорания материалов из реактора 4-го энергоблока ЧАЭС. Здесь необходимо отметить, что в настоящее время вклад  $^{134}\text{Cs}$  не превышает десятых долей процента по сравнению с  $^{137}\text{Cs}$ . Однако эта трудность легко преодолевается с использованием простой установки гамма-гамма-совпадений на базе NaI(Tl)-детектора большого размера и германиевого детектора.

Для иллюстрации такой методики мы провели измерения активностей  $^{134,137}\text{Cs}$  в настоящее время и с точностью 2 - 4 % были выделены активности  $^{134,137}\text{Cs}$ .

### Выгорание топлива (мВт · сут/кг(урана)), рассчитанное из изотопных отношений

№ пробы	Европий	Цезий	№ пробы	Европий	Цезий
«г. ч.» 1*	12,6(5)	10,3(2)	18-1	12,9(5)	10,2(3)
«г. ч.» 2	13,6(5)	9,7(3)	18-2	10,2(5)	7,7(3)
145-1**	9,2 (5)	8,4(3)	24-1	12,1(5)	10,2(3)
145-2**	10,5(5)	8,6(3)	24-2	12,5(5)	10,4(3)

\* «г. ч.» — образцы, отобранные внутри 4-го энергоблока ЧАЭС

\*\* Цифры «1» или «2» указывают на 1-й и 2-й слой почвы, где отбирались образцы.

**ЛАБОРАТОРІЯ ДОКЛІНІЧНОГО ВИПРОБУВАННЯ РАДІОФАРМАЦЕВТИЧНИХ  
ПРЕПАРАТІВ В ІНСТИТУТІ ЯДЕРНИХ ДОСЛІДЖЕНЬ НАН УКРАЇНИ**

**Л. К. Бездробна, В. І. Федорченко, В. А. Курочкіна, Ю. О. Носач**

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

В ІЯД створено лабораторію доклінічного випробування на біологічних тест-системах радіофармацевтичних препаратів (РФП). В Інституті розпочата організація виробництва РФП на основі реакторних радіонуклідів і розробляються технології виробництва РФП на основі циклотронних радіонуклідів.

Лабораторію розміщено в окремому корпусі, який було реконструйовано за спеціально розробленим проектом на підставі науково-технічної розробки [1]. Планування та оснащення лабораторії відповідають міжнародно-прийнятим вимогам належної лабораторної практики і Державного фармакологічного центру МОЗ України до організації дослідження потенційних лікарських засобів [2] з урахуванням, що основу РФП становлять радіоактивні речовини у відкритому вигляді.

Розподіл території лабораторії на зони “брудну”, “санітарно-розподільчого бар’єра” і “чисту” забезпечує необхідні санітарно-гігієнічні умови для проведення досліджень, а розподіл на “радіаційну” і “позарадіаційну” зони дає змогу проводити випробування як безпосередньо РФП, так і хімічних сполук, що є носіями радіонуклідів, а також препаратів, що здатні зменшувати побічний негативний вплив РФП на організм у ході променевої терапії.

Як біологічні тест-системи використовуються лабораторні лінійні дрібні гризуни (щури або миші) і кролі та живильні середовища. Наявне обла-

днання і рівень кваліфікації співробітників лабораторії забезпечують виконання досліджень за категоріями: фармакокінетичні, токсикологічні (радіотоксичність, пірогенність), біологічні (випробування на стерильність). Описано стандартні операційні процедури, що необхідно виконувати в процесі проведення випробування. Розроблено зразки документації з випробування РФП: форми журналу реєстрації надходження до лабораторії і використання зразків випробуваних РФП, карти випробування, протоколів та звітів за кожною категорією досліджень, загального звіту з випробування, протоколів контролю роботи обладнання й стану приміщень, обліку професійного навчання персоналу. Забезпечено зберігання матеріалів із випробування в архіві лабораторії.

Отримано Санітарний паспорт на право дослідження РФП на основі  $^{131}\text{I}$  та  $^{99\text{m}}\text{Tc}$  (за II класом радіаційно-небезпечних робіт).

Проводяться випробування препаратів натрію йодид  $^{131}\text{I}$  та елюату пертехнетату натрію технецію  $^{99\text{m}}\text{Tc}$ .

1. Л.К. Бездробна, В.І. Федорченко, В.А. Курочкіна, Ю.О. Носач *Щорічник-2007 Ін-ту ядерних досл.* (Київ, 2008), с. 161.
2. *Доклінічні дослідження лікарських засобів. Методичні рекомендації*, за ред. О.В. Стефанова (Авіцена, К., 2001), 528 с.

## MAXIMUM ENTROPY PRINCIPLE AND THE FORM OF SOURCE IN NON-EQUILIBRIUM STATISTICAL OPERATOR METHOD

V. V. Ryazanov

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

Among the approaches to the description of non-equilibrium systems the *Non-equilibrium Statistical Operator Method* showed its efficiency. A choice of the quasi-equilibrium operator (or function of distribution) related to the principle of entropy maximum determines also peculiarity of a considered task.

It is supposed that the exponential multiplier in a method of the non-equilibrium statistical operator can be considered how density of distribution of the past lifetime of the system, and can be replaced by any distribution. For definition of this distribution the method of maximum entropy principle as in [1] is used. The received distribution is close to exponential. If to use other approach to the maximum entropy principle, as in [2], except exponential distributions it is possible to receive power distribution, log-normal distribution, distributions of other kind and transitions between them.

The lifetimes of the system are introduced as the random moments of a first-passage time till the moment when a random process describing system reaches a certain limit, for example, zero value.

In [3, 4] it was noted that the function  $p_q(u) = \varepsilon e^{-\varepsilon u}$  in non-equilibrium statistical operator (NSO) method [5 - 7] for non-equilibrium distribution function can be interpreted as the probability distribution of lifetime  $\Gamma$  density of a system.  $\Gamma$  is random variables of lifetime from the moment  $t_0$  of its birth till the current moment  $t$

$$\varepsilon^{-1} = \langle t - t_0 \rangle; \langle t - t_0 \rangle = \langle \Gamma \rangle,$$

where  $\langle \Gamma \rangle = \int u p_q(u) du$  is average lifetime of the system.

For definition of the lifetime distribution in the NSO method the method of maximum entropy principle as in [1] is used. The received distribution is close to exponential, but does not coincide with it. It is possible to find conditions at which this difference will appear essential. If to use other approach to the maximum entropy principle, as in [2], except exponential distributions it is possible to receive power distribution, log-normal distribution, distributions of other kind and transitions between them.

In the interpretation of [6] it is the random value  $t_0$  in  $u = t - t_0$  that fluctuates. In [6] the limiting transition for the parameter  $\varepsilon$ ,  $\varepsilon \rightarrow 0$  in the exponential distribution  $p_q(u) = \varepsilon \exp\{-\varepsilon u\}$  after the thermodynamic limiting transition. In the interpretation of [3] it corresponds to the average lifetime of a system tends to infinity:  $\langle \Gamma \rangle = \langle t - t_0 \rangle = 1/\varepsilon \rightarrow \infty$ . But the average intervals between successive random jumps grow infinitely, getting larger than the lifetime of a system. Therefore the source term in the Liouville equation turns to 0. If however the distribution  $p_q(u)$  changes over the interval of the lifetime, the influence of the environment which caused this change remains within the life span even if the lifetime tends to infinity.

In the present work by means of two approaches to a method of a maximum of entropy we obtained the expressions for the distribution of the lifetime value. It is noted that the choice of the form of the distribution function for the lifetime value affects the non-equilibrium behaviour of a system even after performing the thermodynamic limiting transition.

1. J-H. Schönfeldt, N. Jiminez, A.R. Plastino *et al.*, *Physica* **A374**, 573 (2007).
2. E. Van der Straeten and C. Beck, *Phys. Rev.* **E78**, 051101 (2008).
3. V.V. Ryazanov, *Fortschritte der Physik / Progress of Physics*, **49**, 885 (2001).
4. V.V. Ryazanov, *Low Temperature Physics*, **33**, 1049 (2007).
5. D.N. Zubarev, *Non-equilibrium statistical thermodynamics* (Plenum-Consultants Bureau, New York, 1974).
6. D.N. Zubarev, *Reviews of Science and Technology: Modern Problems of Mathematics* **15**, 131 (1980) (in Russian) / Ed. by R.B. Gamkrelidze, (Moscow: Izd. Nauka) [English Transl.: *J. Soviet Math.* **16**, 1509 (1981)].
7. D.N. Zubarev, V. Morozov, and G. Röpke, *Statistical mechanics of non-equilibrium processes* Vol. 1 Basic Concepts, Kinetic Theory (Berlin: Akad. Verl., 1996).

## LIFETIME DISTRIBUTIONS IN THE METHODS OF NON-EQUILIBRIUM STATISTICAL OPERATOR AND SUPERSTATISTICS

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 age distribution over which the quasi-equilibrium (relevant) distribution is averaged. To describe the non-equilibrium states of a system we introduce a new thermodynamic parameter - the lifetime of a system. Superstatistics, introduced in works of Beck and Cohen [1] as fluctuating quantities of intensive thermodynamical parameters, are obtained from the statistical distribution of lifetime (random time to the system degeneracy) considered as a thermodynamical parameter. It is suggested to set the mixing distribution of the fluctuating parameter in the superstatistics theory in the form of the piecewise continuous functions. The distribution of lifetime in such systems has different form on the different stages of evolution of the system. The account of the past stages of the evolution of a system can have a substantial impact on the non-equilibrium behaviour of the system in a present time moment.

In [2] other alternative derivations of NSO are performed, following the ideas proposed by McLennan, and a relation with an earlier proposal by I. Prigogine is discussed. The source in the Liouville equation can in principle take different forms. The form of a source used in [3] is a specific case which can be obtained under the assumption of the weak coupling limit of the interaction of the system with its environment. In several works the distribution function is introduced as some continuous function expressed through arbitrary analytical form of the distribution of a random variable. But the definition of the continuous density of distribution assumes its piecewise continuous character when the density of distribution has finite number of breaks. Real non-equilibrium systems, as a rule, are spatially non-uniform. This behaviour can be mathematically described by the piecewise continuous functions, the examples of which are given in the present work. In the present paper we suggest a new choice of an additional thermodynamic parameter of the a non-equilibrium distribution in the form of the lifetime of a physical system which is defined as a first-passage time till the random process describing the behaviour of the macroscopic parameter of a system (energy, for example) reaches its zero value. The distribution with the lifetime contains two different

time scales: the first relates to the energy, and the second - to the lifetime itself, this latter one accounts for large-scale time correlations and large-time changes in the energy by means of a thermodynamic conjugate to the lifetime value.

Changes of the form of the source in the Liouville equation, as well as the expressions for the kinetic coefficients, average fluxes, and kinetic equations can be obtained with the use of the NSO. It is possible to choose a class of lifetime distributions for which after thermodynamic limiting transition and tending the average lifetime of system to infinity the results are reduced to those obtained under exponential distribution for lifetime, used by Zubarev. However there is also another extensive class of realistic distributions of lifetime of system for which even if the average lifetime of system tends to infinity the non-equilibrium properties essentially change. It is a consequence of the interaction of the system with its environment. In the present work the superstatistics (together with its generalization) is obtained starting from non-equilibrium thermodynamics which as a thermodynamic variable contains a lifetime of statistical system.

The form of distribution chosen by Zubarev for the life span represents a certain limiting case. The choice of the lifetime distribution in NSO is related to the account of the past of a system, its physical features, on the present moment. The obtained results are essential in cases when it is impossible to neglect the memory effects since the memory correlation time there is not vanishing. The analysis of the corresponding time scales is necessary. The main objective of the present article is to show, how the systems with infinitely large average lifetime can induce nonvanishing sources in the Liouville equation, and in what consequences for the method of the NSO it results.

1. C. Beck and E.G.D. Cohen, *Physica* **A322**, 267 (2003).
2. R. Luzzi, A.R. Vasconcellos, and J.G. Ramos, *Predictive Statistical Mechanics: A Nonequilibrium Ensemble Formalism*, (Kluwer Academic, Dordrecht, The Netherlands, 2002).
3. D.N. Zubarev, *Non-equilibrium statistical thermodynamics* (Plenum-Consultants Bureau, New York, 1974).

## QUANTUM PHASE TRANSITIONS AND QUANTUM CHAOS IN GENERALIZED DICKE AND JAHN-TELLER POLARON MODEL AND FINITE-SIZE EFFECTS

E. Majernikova<sup>1</sup>, S. G. Shpyrko<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Institute of Physics, Slovak Academy of Sciences, Bratislava, Slovak Republic*

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

The Dicke model [1] extended to two coherent bosons of different bar frequencies or equivalent generalized Jahn-Teller lattice model are shown to exhibit a spontaneous quantum phase transition between the polaron-modified "quasi-normal" and squeezed "radiation" phase [2] whereby the transition point is fixed in the point of equal frequencies of respective dressed polarons. In a finite lattice an intermediate critical domain of coexistence of the quasi-normal and modified radiation phase is created as a finite-size effect. The finite-size fluctuations are responsible for a reduction of the coherence in the radiation domain and a moderate occupation of the excited states in the "normal domain". The correlations among the energy levels mediated by the addi-

tional mode considerably reduce the level repulsions. As a consequence, the Wigner level spacing probability distribution [3] of the two-boson Dicke model is non-universally reduced from the Wigner to the semi-Poisson and asymptotically to the Poisson distribution of level spacings [4]. Possible applications of the present theory are suggested.

1. R.H. Dicke, Phys. Rev. **93**, 99 (1954).
2. C. Emary and T. Brandes, Phys. Rev. Lett. **90**, 044101 (2003); Phys. Rev. **E67**, 066203 (2003).
3. F.J. Dyson and M.L. Mehta, J. Math. Phys. **4**, 701 (1963).
4. E. Majernikova and S. Shpyrko, Phys. Rev. **E73**, 057202 (2006); J. Phys. A: Math. Theor. **41**, 155102 (2008).

## ХИМИЧЕСКИЙ ПОТЕНЦИАЛ И АКТИВНОСТЬ КОМПОНЕНТ БИНАРНЫХ РАСТВОРОВ В ИЗОБАРИЧЕСКИ-ИЗОТЕРМИЧЕСКОМ АНСАМБЛЕ

В. М. Сысоев,<sup>1</sup> С. Г. Шпырко<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Киевский университет имени Тараса Шевченко, Киев*

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

Изобарически-изотермический ансамбль, в котором заданы давление, температура и количество молекул (или концентрация) каждого из компонентов смеси [1], в настоящий момент является сравнительно мало разработанным средством теоретического исследования молекулярных систем. Однако набор естественных переменных этого ансамбля удобен во многих отношениях. Прежде всего условие задания постоянного давления и температуры описывает наиболее часто встречающиеся ситуации в экспериментальной химии. Кроме того, использование такого ансамбля предоставляет определенные преимущества и для теоретического описания простых систем и смесей на основе преобразования выражения для статистической суммы. В

частности, развитая в применении к (p, T)-ансамблю термодинамическая теория возмущений [2] позволяет сравнительно легко получать выражения для термодинамических величин в смеси. В настоящей работе мы рассмотрим задачу нахождения химических потенциалов и активностей составляющих двухкомпонентной смеси, исходя из рассмотрения полной статистической суммы этого ансамбля.

1. Т. Хилл, *Статистическая механика. Принципы и избранные приложения* / Пер. с англ. (М.: Изд-во иностранной литературы, 1960), 486 с.
2. В.М. Сысоев, И.А. Фахретдинов и С.Г. Шпырко, Журн. физ. химии, **71**, № 12, 2142 (1997).

**СПОНТАННА ЕЛЕКТРОМАГНІТНА ЕМІСІЯ ЛИТОСФЕРИ:  
СОСТАННЯ ПРОБЛЕМИ І МАТЕМАТИЧЕСКІЕ МОДЕЛІ****В. Н. Павлович<sup>1</sup>, Ю. А. Богданов<sup>2</sup>, В. Н. Шуман<sup>3</sup>**<sup>1</sup>*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*<sup>2</sup>*ООО «Юг-нефтегазгеология», Київ*<sup>3</sup>*Інститут геофізики НАН України, Київ*

В статті обговорюються питання виникнення природного імпульсного електромагнітного випромінювання Землі і його використання для дослідження земних надр. Основна увага приділяється радіовипромінюванню в діапазоні 1 кГц - 1 МГц, джерела якого розташовані в літосфері. Обговорюються нелінійні аспекти механізму електромагнітних трансформацій і розповсюдження електромагнітних хвиль. Розглянуті різні моделі генерації і розповсюдження цих хвиль. Ними запропонована модель генерації випромінювання, заснована на збудженні оптичних коливань складних кристалічних решіток, а значить, і зв'язаних з ними електромагнітних коливань при виникненні і русі точкових, лінійних (дислокації) і об'ємних (мікротріщини, пори) дефектів кристалів. В фізиці твердого тіла електромагнітне випромінювання, пов'язане з власними (оптичними) коливаннями решітки, називають поляризованим випромінюванням. Оскільки інтенсивність народження дефектів пропорційна деформації кристалла, то інтенсивність генерованого сигналу буде максимальною в місцях максимальної деформації кори. Цей факт дозволяє застосовувати спонтанне випромінювання для вивчення структури земної кори.

Як відомо, генерація електромагнітних сигналів літосферного походження може відбуватися як спонтанно, т. є. незалежно від прояву сейсмічності, так і примусово внаслідок рухів горних порід при сейсмічному впливі. Така термінологія суперечить загальноприйнятій фізичній термінології: навіть в відсутності сейсмічності в земній корі присутні напруження, обу-

товлені взаємним русом мантії, земної кори і різних блоків земної кори. Саме ці напруження призводять до виникнення «спонтанної» емісії. При цьому частотний діапазон збуджень, генерованих геологічною середою, достатньо широкий – від  $10^{-4}$  до  $10^6$  Гц. Однак традиційно при розгляді цього явища основна увага приділялася УНЧ електромагнітним збудженням літосферного походження в діапазоні періодів 0,2 - 600 с і навіть ще більш низькочастотним. В цьому частотному діапазоні потужність скин-шару електромагнітних збуджень в умовах реального геоелектричного розрізу може перевищувати десятки кілометрів, тому збудження даного типу виходять з місць генерації з достатньо малим поглинанням. Що стосується електромагнітних імпульсів з частотами в десятки і сотні кілогерц і навіть мегагерц, то потужність скин-шару складе всього десятки-сотні метрів. Здавалося б, радіовипромінювання високої частоти (3 - 300 кГц) не може вийти з області його генерації на глибину через сильне поглинання, чим і обумовлено скептицизм ряду авторів в стосовно його використання при вивченні глибокозалегаючих об'єктів.

Щодо стосовно до випромінювання поляризованих напружених горних порід являються активною середою, т. є. існування випромінювання сприяє народженню і знищенню дефектів, що призводить до посилення випромінювання. Цей механізм нелінійного посилення електромагнітних хвиль разом з існуванням «окон прозорчості» може пояснити надзвичайно швидке затухання електромагнітних хвиль в земній корі.

**ELECTRODYNAMICS OF TECTONICS PROCESSES AND ELECTROMAGNETIC PROFILING OF THE EARTH CRUST IN ANTARCTIC REGION****V. M. Pavlovych,<sup>1,3</sup> Yu. A. Bogdanov,<sup>2</sup> V. M. Shuman,<sup>4</sup> V. M. Vaschenko<sup>3</sup>**<sup>1</sup>*Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv*<sup>2</sup>*National Antarctic Scientific Center of Ministry for Science and Education of Ukraine, Kyiv*<sup>3</sup>*Yugneftegazgeologia Ltd., Odessa*<sup>4</sup>*Subbotin Institute of Geophysics, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv*

This paper discusses the problems of the natural Earth pulse electromagnetic radiation occurrence and its usage for the Earth interior exploration. The main attention is paid to radiation of the radiowave diapason (from ~1 kHz to ~1 MHz) which sources is located inside the Earth lithosphere. The nonlinear aspect of mechanic – electromagnetic interaction and electromagnetic wave propagation is discussed.

The different models of such a radiation generation and propagation are considered. We have proposed the model of such radiation generation based on the initiation of optical vibrations of complex crystal lattice and therefore associated electromagnetic oscillations that appear due to formation and movement of point, linear (dislocation) and volume (microcracks, pores) defects of crystals. In solid state physics the electromagnetic radiation associated with inherent (optical) lattice vibrations is

called polariton radiation. As long as intensity of defect creation is in direct proportion to deformation of the crystal, the intensity of the signal generated will be maximal in maximal deformation zones of the Earth crust. This fact allows the application of this radiation for the Earth crust structure study.

Referring to polariton emission, the strained rock is active medium, i.e. the existence of radiation stimulates creation and vanishing of defects leading to radiation amplification. Such mechanism of nonlinear amplification of electromagnetic waves together with “transparency windows” existence may explain the observed ultraweak attenuation of such electromagnetic waves in the Earth crust.

In this work, we gave the examples of geopolariton radiation usage for investigations of the glaciers in Antarctic region.



## Публікації в реферованих журналах

### Ядерна фізика:

Л.С. Марценюк

Квантово-механические подходы к описанию процессов, ответственных за проявление эффекта РНК-интерференции

Биомедицинская радиоэлектроника **6**, 41 - 48 (2009)

І.М. Каденко, В.А. Плюйко

Фізика атомного ядра та частинок

Видавництво Київського університету, Київ, 412 (2009)

В.М. Коломиєц

Ядерная ферми-жидкость

Видавництво „Наукова Думка”, Київ, 415 (2009)

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

About the necessity of the modification of the nuclear chronometry methods in astrophysics and geophysics

Вопросы атомной науки и техники **3(51)**, 9 - 14 (2009)

A.P. Lashko

The decay of  $^{191}\text{Pt}$ .

Вопросы атомной науки и техники **3(51)**, 33 - 37 (2009)

L.S. Martseniuk, S.P. Maidaniuk, V.S. Olhovsky.

Role of identical particles of the discrete spectrum at simultaneous their tunneling through the potential barrier dividing these particles

Вопросы атомной науки и техники **3(51)**, 51 - 53 (2009)

O.O. Belyuskina, V.I. Grantsev, V.V. Davydovskyy,

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. Tartakovsky, V.A. Shytiuk.

Elastic deuteron-triton scattering at 37 MeV

Вопросы атомной науки и техники **5(63)**, 17 - 22 (2009)

М.Д. Бондарьков, Д.М. Бондарьков, А.М. Максименко,

В.А. Желтоножский, М.В. Жертоножская, В.В. Петров, А.И. Савин

Исследование содержания радиоактивности графита Чернобыльской АЭС

Известия РАН (сер. физ.) **73**, 274 - 279 (2009)

М.Д. Бондарьков, А.М. Максименко, И.Н. Вишневский, В.А. Желтоножский, М.В. Желтоножская, Л.В. Садовников, С.В. Ильичев, В.В. Боярищев

Радиоактивность в технологических отходах АЭС  
Известия РАН (сер. физ.) **73**, 279 - 283 (2009)

И.Н. Вишневский, О.И. Давидовская, В.А. Желтоножский, А.Н. Саврасов

Исследование фотоделения  $^{232}\text{Th}$  и  $^{238}\text{U}$

Известия РАН (сер. физ.) **73**, 780 - 783 (2009)

А.А. Куртева, В.Е. Митрошин

Структура возбужденных состояний  $^{123}\text{Te}$

Известия РАН (сер. физ.) **73**, 916 - 918 (2009)

А.А. Куртева, В.Е. Митрошин

Бета-распад  $^{123}\text{I} \rightarrow ^{123}\text{Te}$

Известия РАН (сер. физ.) **73**, 919 - 922 (2009)

В.М. Бондар, И.Н. Каденко, Б.Е. Лещенко, Ю.Н. Онищук, В.А. Плюйко, А.Н. Горбаченко

Сечение выхода мгновенных гамма-квантов в реакциях поглощения быстрых нейтронов ядрами железа и висмута

Известия РАН (сер. физ.) **73**, 1607 - 1609 (2009)

Ф.А. Даневич, О.В. Иванов, В.В. Кобичев,

В.І. Третьак

Тепловиділення Землі та резонансне захоплення сонячних аксіонів від  $^{57}\text{Fe}$

Кинематика и физика небесных тел **25**, 143 - 149 (2009); Kinematics and Physics of Celestial Bodies **25**, 102 - 106 (2009)

P.B. Васильев (от коллаборации SuperNEMO)

Проект низкофонового детектора BiPo

Письма в ЭЧАЯ **3**, 391 - 398 (2009)

А.П. Лашко, Т.М. Лашко

Визначення магнітних моментів ядерних станів за надтонким зсувом конверсійних ліній

Український фізичний журнал **54**, 337 - 342 (2009)

V.M. Pugatch, Y.V. Pylypchenko, O.Yu. Okhrimenko,

V.M. Iakovenko, V.O. Kyva, M.S. Borysova,

O.S. Kovalchuk, O.V. Mykhaylenko

Radiation Monitoring System For LHCb Inner Tracker

- Український фізичний журнал **54**, 418 - 425 (2009)
- 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
- Пружне розсіяння дейтронів на тритонах  
Український фізичний журнал **54**, 658 - 668 (2009)
- A.P. Lashko, T.M. Lashko  
Precise measurement of the energy of gamma-rays from the decay of  $^{181}\text{Hf}$   
Український фізичний журнал **54**, 678 - 681 (2009)
- V.Yu. Denisov, O.I. Davidovskaya  
Repulsive core potential and elastic heavy-ion collisions  
Український фізичний журнал **54**, 669 - 677 (2009)
- В.І. Абросімов, О.І. Давидовська  
Напівкласична модель дипольного пігмі-резонансу в ядрах із надлишком нейтронів  
Український фізичний журнал **54**, 1068 - 1072 (2009)
- В.Ю. Денисов, О.О. Худенко  
Емпіричні співвідношення для періодів альфа-розпаду  
Український фізичний журнал **54**, 1074 - 1077 (2009)
- V.I. Abrosimov, O.I. Davidovskaya  
Vortex dipole response in the giant dipole resonance energy region  
Ядерна фізика та енергетика **10**, 20 - 25 (2009)
- В.О. Романишин, А.Т. Рудчик, О.А. Понкратенко, Є.І. Коший, С. Клічевські, К. Русек, В.М. Кир'янчук, С.Ю. Межевич, Вал.М. Пірняк, А.А. Рудчик, А. Будзановські, І. Сквірчинська, Р. Сюдак, Б. Чех, А. Щурек, Я. Хоїньські, Л. Гловацка  
Механізми перезарядки в реакції  $^7\text{Li}(^{10}\text{B}, ^{10}\text{Be})^7\text{Be}$  та потенціал взаємодії ядер  $^7\text{Be} + ^{10}\text{Be}$   
Ядерна фізика та енергетика **10**, 26 - 35 (2009)
- V.Yu. Denisov, N.A. Pilipenko  
Fusion of deformed nuclei  
Ядерна фізика та енергетика **10**, 55 - 60 (2009)
- А.П. Войтер, Ф.Н. Березін, В.М. Павлович, В.О. Кісурін, І.О. Мазний, О.М. Ковальов, М.І. Доронін, С.А. Стороженко  
Автоматизована система вимірювань нейтронних параметрів підкритичних ядерних матеріалів  
Ядерна фізика та енергетика **10**, 105 - 111 (2009)
- V.M. Kolomietz, S.N. Fedotkin  
Atomic shell ionization and  $e^+e^-$ -pairs creation at the finite nuclear temperatures  
Ядерна фізика та енергетика **10**, 123 - 127 (2009)
- В.К. Тартаковський  
Симметрии и дополнительные правила отбора  
Ядерна фізика та енергетика **10**, 128 - 133 (2009)
- I. O. Korzh, M.T. Sklyar, A.D. Foursat  
Determination of mixing amplitude for states  $5/2^+$  in nucleus  $^{27}\text{Al}$   
Ядерна фізика та енергетика **10**, 134 - 137 (2009)
- А.Т. Рудчик, Ю.М. Степаненко, А.А. Рудчик, О.А. Понкратенко, Е.І. Косичи, S. Kliczewski, K. Rusek, A. Budzanowski, V.M. Kyryanchuk, S.Yu. Mezhevych, I. Skwirczyńska, R. Siudak, B. Czech, A. Szczurek, V.V. Uleshchenko, J. Choński, L. Glowacka  
The  $^7\text{Li}(^{18}\text{O}, ^{17}\text{O})^8\text{Li}$  reaction and the  $^{17}\text{O} + ^8\text{Li}$  potential  
Ядерна фізика та енергетика **10**, 138 - 145 (2009)
- О.А. Bezshyyko, A.N. Vodin, L.O. Golinka-Bezshyyko, A.N. Dovbnya, I.M. Kadenko, O.A. Kovalenko, V.A. Kushnir, A.I. Levon, V.V. Mitrochenko, S.N. Olejnik, G.E. Tuller  
Isomer ratios of photonuclear reaction products for indium isotopes in the energy region over 33 MeV  
Ядерна фізика та енергетика **10**, 146 - 151 (2009)
- A.P. Lashko, T.N. Lashko  
Energies of several gamma-transitions from the  $^{184m,g}\text{Re}$  and  $^{177m,g}\text{Lu}$  decay  
Ядерна фізика та енергетика **10**, 152 - 156 (2009)
- A.G. Magner, A.S. Sitdikov, A.A. Khamzin, J. Bartel, A.M. Gzhebivsky  
Semiclassical shell-structure moments of inertia in heated Fermi systems  
Ядерна фізика та енергетика **10**, 239 - 248 (2009)
- А.Т. Рудчик, Ю.О. Шырма, О.А. Понкратенко  
Energy dependence of the potential for interaction of  $^{16}\text{O}$  ions with  $^{12}\text{C}$  nuclei  
Ядерна фізика та енергетика **10**, 249 - 256 (2009)

- N.F. Mitrokhovich  
Energy distribution of the "shake off" electrons of the atomic shell at internal conversion  
Ядерна фізика та енергетика **10**, 263 - 268 (2009)
- A.P. Lashko, T.N. Lashko  
Precise measurements of the energy of gamma-transitions in  $^{99}\text{Tc}$   
Ядерна фізика та енергетика **10**, 269 - 272 (2009)
- V.S. Olkhovsky, M.V. Romaniuk  
Particle tunneling and scattering in a three-dimensional potential with a hard core and an external potential barrier  
Ядерна фізика та енергетика **10**, 273 - 281 (2009)
- M.M. Pravdivy, I.O. Korzh, M.T. Sklyar  
Average resonance parameters of Ti and Fe nuclei  
Ядерна фізика та енергетика **10**, 282 - 287 (2009)
- O.O. Parlag, V.T. Maslyuk, A.I. Lengyel, Yu.V. Kibkalo  
Mass distribution of the  $^{237}\text{Np}$  photofission fragments at energy 12.5 MeV  
Ядерна фізика та енергетика **10**, 288 - 292 (2009)
- R.B. Podviyanuk, V.V. Kobychyev, D.N. Chernyak  
Spectrometer for slow scintillation detectors with pulse shape digitizing  
Ядерна фізика та енергетика **10**, 318 - 325 (2009)
- V.K. Tartakovsky  
Modified interpolation model for few-body systems  
Ядерна фізика та енергетика **10**, 347 - 351 (2009)
- I.M. Vyshnevskiy, O.I. Davidoskaya, V.O. Zheltonozhsky, A.M. Savrasov, P.M. Trifonov, V.M. Mazur, D.M. Symochko  
Investigation of isomeric yields ratio in  $(\gamma, n)$ -reaction in nucleus of  $^{121}\text{Sb}$   
Ядерна фізика та енергетика **10**, 352 - 356 (2009)
- A.I. Levon, G. Graw, Y. Eisermann, R. Hertenberger, P.G. Thirolf, H.-F. Wirth  
Collective states in  $^{230}\text{Th}$ : experimental data  
Ядерна фізика та енергетика **10**, 357 - 365 (2009)
- A.I. Levon, G. Graw, Y. Eisermann, R. Hertenberger, N.Yu. Shirikova, A.V. Sushkov, P.G. Thirolf, H.-F. Wirth, N.V. Zamfir  
Collective states in  $^{230}\text{Th}$ : band structure  
Ядерна фізика та енергетика **10**, 366 - 375 (2009)
- A.T. Rudchik, Yu.O. Shyrma, E.I. Koshchy, S. Kli-czewski, B.G. Novatsky, O.A. Ponkratenko, E. Pia-secki, G.P. Romanyshyna, K. Rusek, Yu.M. Stepa-nenko, I. Strojek, S.B. Sakuta, A. Budzanowski, L. Glowacka, I. Skwirczynska, R. Siudak, J. Cho-inski, A. Szczurek  
Elastic and inelastic scattering of  $^{18}\text{O}$  ions on  $^{12}\text{C}$  nuclei  
Ядерна фізика та енергетика **10**, 376 - 386 (2009)
- V.Yu. Denisov, A.A. Khudenko  
Alpha-nucleus interaction potential  
At. Data Nucl. Data Tabl. **95**, 815 - 835 (2009)
- V.S. Olkhovsky  
Time as a Quantum Observable, Canonically Conjugated to Energy, and Foundations of Self-Consistent Time Analysis of Quantum Processes  
Advances in Mathematical Physics **2009**, 1 - 83 (2009)
- H. Kraus, F.A. Danevich, V.V. Kobychyev, V.M. Kudovbenko, V. Mikhailik, A.S. Nikolaiko, D.V. Poda, R.B. Podviyanuk, O.G. Polischuk, V.I. Tretyak *et al*  
EURECA - the future of cryogenic dark matter detection in Europe  
EAS Publications Series **36**, 249 - 255 (2009)
- Yu.A. Berezhnoy, V.P. Mikhailyuk, V.V. Pilipenko  
Intermediate energy elastic scattering of protons on  $^{24}\text{Mg}$  in the  $\alpha$ -cluster model with dispersion  
Eur. Phys. J. A **39**, 125 - 131 (2009)
- A.T. Rudchik, K.W. Kemper, V.O. Romanyshyn, O.A. Ponkratenko, V.M. Kyryanchuk, V.V. Ulesh-chenko  
Comparison of  $^7\text{Li}$ ,  $^7\text{Be} + ^9\text{Be}$  elastic scattering in the coupled-reaction-channels approach  
Eur. Phys. J. A **41**, 31 - 37 (2009)
- M. Milin, V.V. Ostashko, D. Miljanich, H.G. Bohlen, A. Di Pietro, O.Yu. Goryunov, Tz. Kokalova, M. Lattuada, A. Musumarra, W. von Oertzen, M.G. Pellegriti, S. Romano, S. Thummerer, A. Tumino, and M. Zadro.  
States in  $^{17}\text{O}$  excited in the  $^{13}\text{C} + ^9\text{Be} \rightarrow ^{13}\text{C} + 2\alpha + n$  reaction at 90 MeV  
Eur. Phys. J. A **41**, 335 - 339 (2009)
- P. Belli, R. Bernabei, F. Cappella, R. Cerulli, F.A. Danevich, S. d'Angelo, A. Incicchitti, M. Laubenstein, O.G. Polischuk, D. Prospero, V.I. Tretyak

Search for double- $\beta$  decays of  $^{96}\text{Ru}$  and  $^{104}\text{Ru}$  by ultra-low background HPGe  $\gamma$  spectrometry  
Eur. Phys. J. A **42**, 171 - 177 (2009)

V.V. Ryazanov

Lifetime distributions in the methods of non-equilibrium statistical operator and superstatistics  
Eur. Phys. J. B **72**, 629 - 639 (2009)

H. Abramowicz, I. Abt, V. Aushev, *et al*

Production of excited charm and charm-strange mesons at HERA  
Eur. Phys. J. C **60**, 25 - 45 (2009)

I. Abt, M. Adams, V. Aushev, *et al*

Angular distributions of leptons from  $J/\psi$ 's produced in 920- GeV fixed - target proton - nucleus collisions  
Eur. Phys. J. C **60**, 517 - 524 (2009)

I. Abt, M. Adams, V. Aushev, *et al*

Kinematic distributions and nuclear effects of  $J/\psi$  production in 920 GeV fixed-target proton-nucleus collisions  
Eur. Phys. J. C **60**, 525 - 542 (2009)

I. Abt, M. Adams, V. Aushev, *et al*

$V_0$  Production in p+A Collisions at  $V_s = 41.6$  GeV  
Eur. Phys. J. C **61**, 207 - 221 (2009)

H. Abramowicz, I. Abt, V. Aushev, *et al*

Measurement of Charged Current Deep Inelastic Scattering Cross Sections with a Longitudinally Polarised Electron Beam at HERA  
Eur. Phys. J. C **61**, 223 - 235 (2009)

H. Abramowicz, I. Abt, V. Aushev, *et al*

Measurement of High-Q<sup>2</sup> Neutral Current Deep Inelastic e-p Scattering Cross Sections with a Longitudinally Polarised Electron Beam at HERA  
Eur. Phys. J. C **62**, 625 - 658 (2009)

H. Abramowicz, I. Abt, V. Aushev, *et al*

Measurement of  $D_{\pm}$  and  $D_0$  Production in Deep Inelastic Scattering Using a Lifetime Tag at HERA  
Eur. Phys. J. C **63**, 171 - 188 (2009)

N.V. Bashmakova, F.A. Danevich, V.Ya. Degoda, I.M. Dmitruk, V.M. Kudovbenko, S.Yu. Kutovyi, V.V. Mikhailin, S.S. Nagorny, A.S. Nikolaiko, S. Nisi, A.A. Pavlyuk, S. Pirro, A.E. Savon, S.F. Solodovnikov, Z.A. Solodovnikova, D.A. Spassky, V.I. Tretyak, S.M. Vatik, E.S. Zolotova

$\text{Li}_2\text{Zn}_2(\text{MoO}_4)_3$  crystal as a potential detector for  $^{100}\text{Mo}$  2 $\beta$ -decay search

Functional Materials **16**, 266 - 274 (2009)

L.L. Nagornaya, B.V. Grinyov, A.M. Dubovik, Yu.Ya. Vostretsov, I.A. Tupitsyna, F.A. Danevich, V.M. Mokina, S.S. Nagorny, O.G. Shkulkova, H. Kraus, V.B. Mikhailik

Large volume  $\text{ZnWO}_4$  crystal scintillators with excellent energy resolution and low background  
IEEE Trans. Nucl. Sci. **56**, 994 - 997 (2009)

L.L. Nagornaya, F.A. Danevich, A.M. Dubovik, B.V. Grinyov, S. Henry, V. Kapustyanyk, H. Kraus, D.V. Poda, V.M. Kudovbenko, V.B. Mikhailik, M. Panasyuk, O.G. Polischuk, V. Rudyk, V. Tsybul'skyi, I.A. Tupitsyna, Yu.Ya. Vostretsov

Tungstate and molybdate scintillators to search for dark matter and double beta decay  
IEEE Trans. Nucl. Sci. **56**, 2513 - 2518 (2009)

B.Nerlo-Pomorska, K.Pomorski, F.A. Ivanyuk  
Remarks on the nuclear shell correction method  
Int. Jour. Mod. Phys. E **18**, 123 - 130 (2009)

F.A. Ivanyuk

The shapes of conditional equilibrium in the liquid-drop model  
Int. Jour. Mod. Phys. E **18**, 879 - 884 (2009)

K. Pomorski, F. A. Ivanyuk

Pairing correlations and fission barrier heights  
Int. Jour. Mod. Phys. E **18**, 900 - 906 (2009)

A.G. Magner, A.I. Sanzhur, A.M. Gzhebinsky  
Asymmetry and spin-orbit effects in binding energy in the effective nuclear approximation  
Int. Jour. Mod. Phys. E **18**, 885 - 891 (2009)

V.A. Plujko, O.M. Gorbachenko, E.V. Kulich  
Lorentzian-like models of E1 radiative strength functions  
Int. Jour. Mod. Phys. E **18**, 996 - 1001 (2009)

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

Some phenomena theoretically predicted and explained by the time analysis of the experimental data on nuclear processes  
Int. Jour. Mod. Phys. E **18**, 1587 - 1602 (2009)

H. Abramowicz, I. Abt, V. Aushev, *et al*

Measurement of Beauty Production from Dimuon Events at HERA

- Journal of High Energy Physics 02, 032 (2009)
- H. Abramowicz, I. Abt, V. Aushev, *et al*  
Measurement of the charm fragmentation function in  $D^*$  photoproduction at HERA  
Journal of High Energy Physics 04, 082 (2009)
- H. Abramowicz, I. Abt, V. Aushev, *et al*  
Scaled Momentum Distributions of Charged Particles in Dijet Photoproduction at HERA  
Journal of High Energy Physics 08, 077 (2009)
- H. Abramowicz, I. Abt, V. Aushev, *et al*  
Multi-Leptons with High Transverse Momentum at HERA  
Journal of High Energy Physics 10, 013(2009)
- M. Kauer (on behalf of the SuperNEMO Collaboration)  
Calorimeter R&D for the SuperNEMO double beta decay experiment  
J. Phys.: Conf. Ser. **160**, 012031(8) (2009)
- R. Saakyan (on behalf of the NEMO3 and SuperNEMO collaborations)  
Topological detection of double beta decay with NEMO3 and SuperNEMO  
J. Phys.: Conf. Ser. **179**, 012006 (7) (2009)
- G. Alimonti, K. Fomenko, V. Kobychev *et al* (Borexino Collaboration).  
The Borexino detector at the Laboratori Nazionali del Gran Sasso  
Nucl. Instrum. Meth. A **600**, 568 - 593 (2009)
- H. Kraus, F.A. Danevich, S. Henry, V.V. Kobychev, V.B. Mikhailik, V.M. Mokina, S.S. Nagorny, O.G. Polischuk, V.I. Tretyak.  
 $ZnWO_4$  scintillators for cryogenic dark matter experiments  
Nucl. Instrum. Meth. A **600**, 594 - 598, (2009)
- F.A. Danevich, S.K. Kim, H.J. Kim, Y.D. Kim, V.V. Kobychev, A.B. Kostezh, B.N. Kropivnyansky, M. Laubenstein, V.M. Mokina, S.S. Nagorny, A.S. Nikolaiko, S. Nisi, D.V. Poda, V.I. Tretyak, S.A. Voronov.  
Ancient Greek lead findings in Ukraine  
Nucl. Instrum. Meth. A **603**, 328 - 332 (2009)
- J. Argyriades, V.I. Tretyak, V.A. Vasiliev *et al*  
Measurement of the background in the NEMO 3 double beta decay experiment  
Nucl. Instrum. Meth. A **606**, 449 - 465 (2009)
- O.P. Barinova, F. Cappella, R. Cerulli, F.A. Danevich, S.V. Kirsanova, V.V. Kobychev, M. Laubenstein, S.S. Nagorny, F. Nozzoli, V.I. Tretyak  
Intrinsic radiopurity of a  $Li_2MoO_4$  crystal  
Nucl. Instrum. Meth. A **607**, 573 - 575 (2009)
- F.A. Danevich, D.M. Chernyak, A.M. Dubovik, B.V. Grinyov, S. Henry, H. Kraus, V.M. Kudovbenko, V.B. Mikhailik, L.L. Nagornaya, R.B. Podviyanuk, O.G. Polischuk, I.A. Tupitsyna, Yu.Ya. Vostretsov  
 $MgWO_4$  - A new crystal scintillator  
Nucl. Instrum. Meth. A **608**, 107 - 115 (2009)
- G. Alimonti, K. Fomenko, V. Kobychev *et al*  
The liquid handling systems for the Borexino solar neutrino detector  
Nucl. Instrum. Meth. A **609**, 58 - 78 (2009)
- V.M. Kolomietz, S.V. Lukyanov, O.I. Davidovskaya  
Isovector response and energy-weighted sums in hot nuclei  
Nucl. Phys. A **818**, 208 - 231 (2009)
- S.P. Maydanyuk, V.S. Olkhovsky, G. Giardina *et al*  
Bremsstrahlung emission accompanying  $\alpha$ -decay of deformed nuclei  
Nucl. Phys. A **823**, 38 - 46 (2009)
- P. Belli, R. Bernabei, S. d'Angelo, F. Cappella, R. Cerulli, A. Incicchitti, M. Laubenstein, D. Prosperi, V.I. Tretyak  
First limits on neutrinoless resonant  $2e$  captures in  $^{136}Ce$  and new limits for other  $2\beta$  processes in  $^{136}Ce$  and  $^{138}Ce$  isotopes  
Nucl. Phys. A **824**, 101 - 114 (2009)
- P. Belli, R. Bernabei, F. Cappella, R. Cerulli, F.A. Danevich, B.V. Grinyov, A. Incicchitti, V.V. Kobychev, V.M. Mokina, S.S. Nagorny, L.L. Nagornaya, S. Nisi, F. Nozzoli, D.V. Poda, D. Prosperi, V.I. Tretyak, S.S. Yurchenko  
Search for double beta decay of zinc and tungsten with low-background  $ZnWO_4$  crystal scintillators  
Nucl. Phys. A **826**, 256 - 273 (2009)
- V.P. Aleshin  
The thermo field theory of nuclear collective motion  
Nucl. Phys. A **828**, 84 - 112 (2009)
- A.T. Rudchik, Yu.M. Stepanenko, K.W. Kemper, A.A. Rudchik, O.A. Ponkratenko, E.I. Koshchy, S. Kliczewski, K. Rusek, A. Budzanowski, S.Yu. Mezhevych, Val.M. Pirnak, I. Skwirczyńska,

- R. Siudak, B. Czech, A. Szcurek, V.V. Uleshchenko, J. Choiński, L. Głowacka  
 $^8\text{Li}$  optical potential from  $^7\text{Li}(^{18}\text{O}, ^{17}\text{O})^8\text{Li}$  reaction analysis  
 Nucl. Phys. A **831**, 139 - 149 (2009)
- L. Vala (on behalf of the NEMO and SuperNEMO Collaborations)  
 Results of NEMO 3 and Status of SuperNEMO  
 Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **188**, 62 - 64 (2009)
- L. Ludhova, K. Fomenko, V. Kobychyev *et al*  
 200 days of Borexino data  
 Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **188**, 90 - 95 (2009)
- D. Franco, K. Fomenko, V. Kobychyev *et al*  
 Measurement of the solar  $^8\text{B}$  neutrino flux down to 2.8 MeV with Borexino  
 Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **188**, 127 - 129 (2009)
- S.P. Maydanyuk  
 Multipolar approach for description of bremsstrahlung during  $\alpha$ -decay and unified formula of the bremsstrahlung probability  
 Open Nuclear and Particle Physics Journal **2**, 17 - 33 (2009)
- S. Chekanov, M. Derrick, V. Aushev, *et al*  
 Search for events with an isolated lepton and missing transverse momentum  
 Phys. Lett. B **672**, 106 - 115 (2009)
- H. Abramowicz, I. Abt, V. Aushev, *et al*  
 Exclusive Photoproduction of  $\Upsilon$  Mesons at HERA  
 Phys. Lett. B **680**, 4 - 12 (2009)
- S. Chekanov, M. Derrick, V. Aushev, *et al*  
 Measurement of the Longitudinal Proton Structure Function at HERA  
 Phys. Lett. B **682**, 8 - 22 (2009)
- R.V. Vasilyev (on behalf of the SuperNEMO collaboration)  
 The BiPo low-background detector project  
 Phys. Part. Nucl. Lett. **3**, 241 - 245 (2009)
- V.O. Romanyshyn, A.T. Rudchik, K.W. Kemper, S. Kliczewski, E.I. Koshchy, O.A. Ponkratenko, K. Rusek, A. Budzanowski, J. Choinski, B. Czech, L. Głowacka, S.Yu. Mezhevych, Val.M. Pirnak, V.A. Plujko, A.A. Rudchik, I. Skwirczynska, R. Siudak, A. Szcurek  
 $^8\text{Be}$  scattering potentials from reaction analyses  
 Phys. Rev. C **79**, 054609(7) (2009)
- M. Zadro, P. Figuera, A. Di Pietro, F. Amorini, M. Fisichella, O. Goryunov, M. Lattuada, C. Maiolino, A. Musumarra, V. Ostashko, M. Papa, M.G. Pellegriti, F. Rizzo, D. Santonocito, V. Scuderi and D. Torresi.  
 Elastic scattering of  $^6\text{Li}$  on  $^{64}\text{Zn}$  at near barrier energies  
 Phys. Rev. C **80**, 064610(8) (2009)
- L. Borowska, K. Terenetsky, V. Verbitsky, S. Fritzsche  
 Analytical potential for the elastic scattering of light halo nuclei below and close to the Coulomb barrier  
 Phys. Rev. C **79**, 044605(7) (2009)
- I. Abt, V. Aushev, Y. Bagaturia *et al*.  
 Production of the Charmonium States  $\chi_{c1}$  and  $\chi_{c2}$  in Proton Nucleus Interactions at  $\sqrt{s} = 41.6 \text{ GeV}$   
 Phys. Rev. D **79**, 012001(18) (2009)
- N.I. Vishnevsky, V.A. Zheltonozhsky, A.N. Savrasov, and N.V. Strilchuk  
 Isomeric yield ratios in nuclei  $^{190}\text{Ir}$  and  $^{150,152}\text{Eu}$   
 Phys. Rev. C **79**, 014615(6) (2009)
- V.M. Kolomietz, S.V. Lukyanov  
 A - dependence of enhancement factor in energy - weighted sums for isovector giant resonances  
 Phys. Rev. C **79**, 024321(5) (2009)
- F.A. Ivanyuk, K Pomorski  
 Optimal shapes and fission barriers of nuclei within the liquid drop model  
 Phys. Rev. C **79**, 054327(11) (2009)
- V.Yu. Denisov, A.A. Khudenko  
 Alpha-decay half-lives: Empirical relations  
 Phys. Rev. C **79**, 054614(5) (2009)
- V.M. Kolomietz, S.V. Radionov  
 Nuclear fission dynamics within generalized Langevin approach  
 Phys. Rev. C **80**, 024308(6) (2009)
- V.Yu. Denisov, A.A. Khudenko.  
 $\alpha$ -decays to ground and excited states of heavy deformed nuclei  
 Phys. Rev. C **80**, 034603(10) (2009)
- G. Giardina, S.P. Maydanyuk, V.S. Olkhovsky *et al*  
 Radiation of bremsstrahlung accompanying the  $\alpha$ -decay of heavy nuclei

Radiation Effects and Defects in Solids **164**, 283 - 286 (2009)

### Атомна енергетика:

П.А. Селищев, В.В. Москаленко  
Изменение дислокационной структуры облучаемых металлов в процессе их деформации  
Вопросы атомной науки и техники **2 (93)**, 3 - 8 (2009)

В.М. Павлович  
Фізика ядерних реакторів  
Видавництво «Книга», Київ, 224 (2009)

С.І. Азаров, Г.А. Сорокін, В.Л. Сидоренко  
Метод оцінки безпеки захисної оболонки ядерного реактора при зовнішніх впливах  
Збірник наукових праць СНЯЕП та П. **1(29)**, 207 - 215 (2009)

С.І. Азаров, Г.А. Сорокін, В.Л. Сидоренко  
Чинники, що враховуються при розрахунку фізичних бар'єрів АЕС при авіакатастрофі  
Збірник наукових праць СНЯЕП та П. **3(21)**, 198 - 207 (2009)

О.О. Грицай, А.К. Гримало, В.В. Колотий  
Дослідження параметрів резонансу Cr-52 методом зсуву середньої енергії фільтрованих нейтронів  
Науковий вісник Ужгородського університету **24**, 78 (2009)

О.О. Грицай, Н.А. Климова, О.І. Кальченко  
EXFOR - минуле, сучасне та майбутнє  
Науковий Вісник Ужгородського університету **24**, 85 (2009)

С.І. Азаров, Г.А. Сорокін  
Вразливість АЕС по відношенню до повітряних терактів  
Проблеми безпеки атомних електростанцій і Чорнобиля **12**, 15 - 23 (2009)

А.А. Кучмагра, О.С. Молчанов, Г.И. Одинокин, В.Н. Павлович, А.В. Поднебесный  
Сравнительные нейтронно-физические расчеты конструкций блока детектирования установки контроля глубины выгорания отработавшего ядерного топлива  
Проблеми безпеки атомних електростанцій і Чорнобиля **12**, 40 - 48 (2009)

Ю.Б. Шевченко, В.Ф. Разбудей, Ж.С.Янч.  
Визначення вмісту та розподілу нейтронозахоплюючих агентів in vivo при нейтронозахоплюючій синовектомії  
Український радіологічний журнал **XVII**, 363 - 366 (2009)

В.В. Клепко, Ю.Ю. Керча, В.В. Осташко, С.В. Рябов, С.В. Лаптії, О.А. Василькевич, В.І. Слісенко  
Дослідження процесів комплексоутворення солей металів в розчинах циклодекстринів  
Український хімічний журнал **75(5-6)**, 50 - 56 (2009)

V.N. Bukanov, V.L. Diemokhin, O.V. Grytsenko, E.G. Vasyliieva, S.M. Pugach  
WWER-1000 Core Loading Characteristic Influence on Irradiation Conditions of Surveillance Specimens and Reactor Pressure Vessel  
Ядерна фізика та енергетика **10**, 66 - 70 (2009)

F.N. Berezin, A.P. Voiter, V.N. Pavlovich, V.A. Kisurin, I.A. Maznyj, A.N. Kovalev, M.I. Doronin, S.A. Storozhenko  
Automatized measuring system for neutron parameters of the subcritical nuclear materials  
Ядерна фізика та енергетика **10**, 105 - 111 (2009)

В.Н. Буканов, А.В. Гриценко, В.Л. Демехин, А.М. Пугач, С.М. Пугач  
Валидация пакета программ MСРV  
Ядерна фізика та енергетика **10**, 165 - 170 (2009)

И.С. Величко, П.А. Селищев, В.И. Сугаков  
Влияние радиационно-индуцированного изменения свойств образца на температурные автоколебания  
Ядерна фізика та енергетика **10**, 185 - 192 (2009)

В.С. Прокопенко, Л.С. Салтиков, В.І Слісенко, С.В. Шевченко, Б.В. Кожушко  
Про вплив гетерогенності матриці на похибку гамма-спектрометрії при контролі активності радіоактивних відходів  
Ядерна фізика та енергетика **10**, 326 - 330 (2009)

A.N. Berlizov, I.A. Maliuk, O.F. Rudyk, V.V. Tryshyn, R.V. Chyzh  
Continuous monitoring of the state of safety barriers in water-water nuclear reactors using high-resolution gamma-spectrometry  
Ядерна фізика та енергетика **10**, 387-394 (2009)



А.А. Василькевич, Т.В. Кармазіна, В.И. Слисенко, В.М. Омельченко

Влияние угольных сорбентов на динамику молекул воды

Ядерна фізика та енергетика **10**, 429 - 432 (2009)

С.І. Азаров, Г.А. Сорокін

Розрахунок температурних процесів, що відбуваються в захисній оболонці АЕС при авіакатастрофі

Ядерна та радіаційна безпека **2**, 23 - 29 (2009)

Y.P. Mahlers

VVER-100 Neutronics Calculation with ENDF/B-VII Data.

Annals of Nuclear Energy **36**, 1224 - 1229 (2009)

### Радіаційна фізика та радіаційне матеріалознавство

В.Н. Васильченко, В.Г. Ковыршин, Э.У. Гриник, В.Н. Ревка

Анализ испытаний материалов корпусов ВВЭР-1000 на ударную вязкость по стандартной программе образцов-свидетелей

Атомная энергия **105**, 325 - 329 (2009)

П.Г. Литовченко, Л.І. Барабаш, С.В. Бердніченко, Д. Бізелло, В.І. Варніна, А.А. Гроза, О.П. Долголенко, Т.І. Кібкало, В.Ф. Ластовецький, О.П. Литовченко, Л.А. Полівцев, Л.С. Марченко, М.І. Старчик

Вплив домішок на радіаційну стійкість монокристалічного кремнію

Вопросы атомной науки и техники **2(93)**, 39 - 42 (2009)

А.П. Долголенко, Г.П. Гайдар, М.Д. Варенцов, П.Г. Литовченко

Радиационная стойкость n- и p-Si, легированного кислородом и германием, при облучении высокоэнергетическими ядерными частицами

Вопросы атомной науки и техники **2(93)**, 151 - 157 (2009)

Г.П. Гайдар, А.П. Долголенко, П.Г. Литовченко

Получение высокоомного кремния с повышенной радиационной стойкостью: критерии и условия

Вопросы атомной науки и техники **2(93)**, 263 - 269 (2009)

Ф.Ф. Сизов, Ю.Г. Гришин, С.І. Круковський, В.Я. Опилат, І.В. Петренко, Р.К. Савкіна, О.Б. Смирнов, В.П. Тартачник

Вплив нейтронного опромінення на характеристики світлодіодів  $Al_xGa_{1-x}As$

Доповіді НАНУ **5**, 87 - 93 (2009)

И.Ю. Голиней, В.В. Михайловский, В.И. Сугаков

Ускорение атомов при фазовых переходах на поверхности кристалла

Металлофизика и новейшие технологии **31**, 299 - 304 (2009)

В.І. Сахно, О.М. Файнлейб, О.П. Григор'єва, К.Г. Гусакова

Нові нанопористі термостійкі поліцанурати для треккових мембран

Фізика і хімія твердого тіла **10**, 692 - 696 (2009)

Ю.Г. Гришин, В.І. Куц, П.Г. Литовченко, В.Я. Опилат, В.П. Тартачник

До питання про природу струмових нестабільностей у світлодіодах GaP

Фізика і хімія твердого тіла **10**, 715 - 719 (2009)

I.Yu. Goliney, V.V. Mykhaylovskyy, V.I. Sugakov

Acceleration of atoms during phase transitions on crystal surfaces

Український фізичний журнал **54**, 494 - 501 (2009)

В.М. Цмоць, П.Г. Литовченко, Ю.В. Павловський, М.М. Лучкевич

Дослідження магнітної сприйнятливості пластично деформованих монокристалів кремнію і германію

Український фізичний журнал **54**, 1009 - 1015 (2009)

I.Yu. Goliney, V.V. Stepkova

Migration kinetic of primary radiation defects at nonuniform irradiation

Ядерна фізика та енергетика **10**, 71 - 75 (2009)

I.S. Velychko, P.O. Selishchev, V.I. Sugakov

The influence of the radiation-induced changes of sample properties to the temperature autooscillations

Ядерна фізика та енергетика **10**, 185 - 192 (2009)

I.E. Anokhin, O.S. Zinets

Silicon strip detector with a polyethylene converter as a position sensitive detector for a narrow beam of fast neutrons

Ядерна фізика та енергетика **10**, 220 - 226 (2009)

- V.I. Sugakov  
Peculiarities of formation of implanted atom density distribution beyond ion range  
Ядерна фізика та енергетика **10**, 395 - 402 (2009)
- A.Ya. Dzyublik, V.V. Utyuzh.  
Mixing of prolate and oblate shapes by tunneling in  $\gamma$  direction  
Ядерная физика **72**, 994 - 1003 (2009)
- A.E. Borsakovsky, O.I. Gontaruk, V.I. Kochkin, V.G. Litovchenko, V.Ya. Opilat, I.V. Petrenko, V.P. Tartachnyk  
Radiation influence on characteristics of GaP light emitting diodes  
Functional Materials **16**, 313 - 319 (2009)
- I.E. Anokhin, O.S. Zinets, A. Rosenfeld, M. Lerch, M. Yudelev, V. Perevertaylo, M. Reinhard, and M. Petasecca  
Studies of the Characteristics of a Silicon Neutron Sensor  
IEEE Transactions on Nuclear Science **56**, 2290 - 2293 (2009)
- V.I. Sugakov  
Ordered structures of exciton condensed phases in the presence of an inhomogeneous potential  
Journal of Physics. Condens. Matter **21**, 275803(7) (2009)
- V.I. Sugakov  
Formation of ordered structures of exciton condensed phases in quantum wells  
Journal of Physics. Conf. Ser. **148**, 012048(6) (2009)
- S. Nešpůrek, C. Nožár, A. Kadachchuk, I.I. Fishchuk  
Polaronic transport in polysilanes  
Journal of Physics. Conf. Ser. **193**, 012108 (4) (2009)
- G. Gosselin, N. Pillet, V. Meot, P. Morel, A.Ya. Dzyublik  
Nuclear transition induced by low-energy unscreened electron inelastic scattering  
Phys. Rev. C **79**, 014604(6) (2009).
- P. Litovchenko, A. Litovchenko, O. Konoreva, V. Opilat, M. Pinkovska, V. Tartachnyk  
Peculiarities of Neutron Irradiation Influence on GaP Light-emitting Structures  
Semiconductor Physics, Quantum Electronics and Optoelectronics **12**, 276 - 279 (2009)
- V.M. Tsmots, P.G. Litovchenko, Yu.V. Pavlovskyy, O.P. Litovchenko, I.S. Pankiv, M.M. Luchkevych  
Impact of pre-irradiation on the magnetic susceptibility of Cz-Si thermally treated at 700-1000°C  
Sensor Electronics and Microsystems Technologies **3**, 66 - 69 (2009)
- A.A. Chernyuk, V.I. Sugakov  
Exciton condensation in quantum well with a periodical modulation of potential  
Solid State Communication **149**, 2185 - 2188 (2009)
- Фізика плазми:**
- Yu.K. Moskvitina, V.O. Yavorskij, K. Schoepf  
Superbanana Fokker-Planck equation for strong toroidal field ripples  
Вісник Харківського національного університету (серія фізична "Ядра, частинки, поля") **868**, 53 - 58 (2009)
- A.O. Moskvitin, V.O. Yavorskij, K. Schoepf  
Topology of superbanana orbits in tokamaks with TF ripples  
Вісник Харківського національного університету (серія фізична "Ядра, частинки, поля") **868**, 59 - 63 (2009)
- A.A. Gurin  
Kink macroinstabilities and resistive layer structure of internal kinks in cylindrical plasma  
Вопросы атомной науки и техники **1(15)**, 25 - 27 (2009)
- O.A. Fedorovich  
About unrealizations of Tungsten Lines up to the Ground State in the nonideal Plasma of Pulse Discharges in Water  
Вопросы атомной науки и техники **1(15)**, 145 - 147 (2009)
- O.A. Fedorovich, M.P. Kruglenko, B.P. Polosov  
Technological studies of the Plasmachemical Reactor with closed electron drift  
Вопросы атомной науки и техники **1(15)**, 148 - 149 (2009)
- A. Шпак, Э. Руденко, И. Короташ, В. Семенюк, К. Шамрай, В. Одинокоев, Г. Павлов, В. Сологуб  
Плазменный источник низкотемпературного формирования нанокластеров металла-катализатора  
Наноиндустрия **4**, 12 - 15 (2009)

- Е.М. Руденко, І.В. Коротащ, В.Ф. Семенюк, К.П. Шамрай  
Установка для прецизійного іонно-плазмового формування вуглецевих нанотрубок в єдиному вакуумно-технологічному циклі  
Наука та інновації **5(5)**, 5 - 8 (2009)
- В.А. Тутьк, В.Ф. Балакин, П.П. Сафьян, О.А. Федорович, Е.Э. Чигиринец, Б.П. Полозов  
Модификация поверхности нержавеющей труб плазмохимическим травлением для энергетического машиностроения  
Теория и практика металлургии **4**, 50 - 53 (2009)
- Н.С. Болтовец, А.Г. Борисенко, В.Н. Иванов, О.А. Федорович, В.А. Кривуца, Б.П. Полозов  
Формирование мезоструктур 4HSiC *p-i-n*-диодов методом ионно-плазменного травления  
Технология и конструирование в электронной аппаратуре **5**, 43 - 49 (2009)
- О.А. Goncharov, А.М. Dobrovolskyi, А.М. Evsyukov, І.М. Protsenko, І. V. Litovko  
New Vision of the Physics of Gas Magnetron-type Discharges  
УФЖ **54**, 63 - 67 (2009)
- А. Goncharov, А. Evsyukov, S. Dunets, І. Litovko  
Development of Novel Generation Plasma Devices Based on the Plasma Lens Configuration  
Advances in Applied Plasma Science **7**, 31 - 35 (2009)
- Ya.I. Kolesnichenko, V.V. Lutsenko, A. Weller, H. Thomsen, Yu.V. Yakovenko, J. Geiger, and A. Werner  
Drift-sound and drift-Alfvén eigenmodes in toroidal plasmas  
Europhys. Lett. **85**, 25004(6) (2009)
- А.А. Goncharov, А.Н. Evsyukov, І. V. Litovko  
Advances in Novel Plasma Devices Based on the Plasma Lens  
IEEE Transactions on Plasma Science **37**, 1283 - 1288 (2009)
- T. Motomura, K. Tanaka, S. Shinohara, T. Tanikawa, K.P. Shamrai  
Characteristics of large diameter, high-density helicon plasma with short axial length using a flat spiral antenna  
Jour. Plasma Fusion Res. Ser. **8**, 6 - 10 (2009)
- K. Toki, S. Shinohara, T. Tanikawa, T. Hada, I. Funaki, K.P. Shamrai, Y. Tanaka, A. Yamaguchi  
Plasma acceleration in a compact helicon source using rf antennae  
Jour. Plasma Fusion Res. Ser. **8**, 25 - 30 (2009)
- V. Kiptily, D. Borba, F.E. Cecil, M. Cecconello, D. Darrow, V. Goloborod'ko, G. Gorini, T. Cragunescu, K. Hill, I. Jenkins, T. Johnson, P. Lomas, A. Murari, F. Nabais, S.D. Pinches, M. Reich, V. Parail, G. Saibene, A. Salmi, R. Sartori, S.E. Sharapov, M. Tardocchi, P. de Vries, V. Yavorskij, V. Zoita and JET-EFDA contributors  
Recent Progress in Fast-Ion Physics on JET  
Nucl. Fusion **49**, 065030(12) (2009)
- V.S. Marchenko, S.N. Reznik  
Excitation of the beta-induced Alfvén eigenmodes by a magnetic island  
Nuclear Fusion **49**, 022002(4) (2009)
- A.A. Pasichny  
The Coulomb Resonances and Dynamics of Electrodisintegration of Nuclei by High-Energy Electrons  
Physics of Particles and Nuclei, **41**, 108 - 148 (2010)
- T. Rafiq, A.Y. Pankin, G. Bateman, A.H. Kritz, F.D. Halpern  
Simulation of electron thermal transport in H-mode discharges  
Physics of Plasmas **16**, 032505(9) (2009)
- V.S. Marchenko  
Plasma pressure effect on the multiple low-shear toroidal Alfvén eigenmodes  
Physics of Plasmas **16**, 044504(1) (2009)
- S. Shinohara, T. Hada, T. Motomura, K. Tanaka, T. Tanikawa, K. Toki, Y. Tanaka, K.P. Shamrai  
Development of high-density helicon plasma sources and their applications  
Physics of Plasmas **16**, 057104(10) (2009)
- V.S. Marchenko, Ya.I. Kolesnichenko, S.N. Reznik  
Low-frequency global Alfvén eigenmodes in low shear tokamaks with trapped energetic ions  
Physics of Plasmas **16**, 092502(4) (2009)
- A.I. Yakimenko, Yu.A. Zaliznyak V.M. Lashkin  
Two-dimensional nonlinear vector states in Bose-Einstein condensates  
Phys. Rev. A **79**, 043629(7) (2009)

V.M. Lashkin, E.A. Ostrovskaya, A.S. Desyatnikov, Yu.S. Kivshar

Vector azimuthons in two-component Bose-Einstein condensates

Phys. Rev. A **80**, 013615(6) (2009)

V.M. Lashkin, A.I. Yakimenko, Yu.A. Zaliznyak

Stable three-dimensional vortex solitons in Bose-Einstein condensates with nonlocal dipole-dipole interaction

Physica Scripta **79**, 035305(5) (2009)

V.M. Lashkin, Yu.A. Zaliznyak A.I. Yakimenko

Influence of zonal flows on unstable drift modes in ETG turbulence

Plasma Phys. Control. Fusion **51**, 015008(7) (2009)

### Радіоекологія та радіобіологія:

О.Л. Зарубін, О.О. Заліський, І.А. Малюк, В.А. Костюк

$^{137}\text{Cs}$  у рибках водойми-охолоджувача ЧАЕС після припинення експлуатації останнього діючого блока

Бюлетень екологічного стану зони відчуження та зони безумовного (обов'язкового) відселення **1(33)**, 52 - 58 (2009)

М.Д. Бондарьков, Д.М. Бондарьков, А.М. Максименко, В.А. Желтоножский, М.В. Желтоножская, В.В. Петров, А.И. Савин

Исследование содержания радиоактивности графита Чернобыльской АЭС

Известия РАН (сер. физ.) **73**, 274 - 278 (2009)

М.Д. Бондарьков, А.М. Максименко, И.Н. Вишневский, В.А. Желтоножский, М.В. Желтоножская, Л.В. Садовников, С.В. Ильичев, В.В. Боярищев

Радиоактивность в технологических отходах АЭС  
Известия РАН (сер. физ.) **73**, 279 - 282 (2009)

Е.Н. Волкова, В.В. Беляев, О.Л. Зарубин, Д.И. Гудков

Параметры снижения удельной активности  $^{137}\text{Cs}$  в гидробионтах, обитающих в водоемах разного типа

Радиационная биология. Радиоэкология **49**, 207 - 211 (2009)

В.В. Талько, С.М. Дмитрук, Л.К. Бездробна, Л.А. Горчакова, А.М. Яніна, В.І. Федорченко,

С.С. Михайлова, Г.М. Гришко, Ю.О. Носач, В.А. Курочкіна

Стан ліпідно-ліпопротеїнового обміну за дії іонізуючого випромінювання в малих дозах (експериментальне дослідження)

Проблеми радіаційної медицини та радіобіології **14**, 169 - 175 (2009)

G. Ivanushko, Yu.P. Grinevich, A.I. Lypska

Influence of x-ray radiation on the antioxidant protection of the rat liver

Ядерна фізика та енергетика **10**, 76 - 79 (2009)

О.А. Бешейко, С.А. Карпенко, И.А. Малюк

Исследование возможности гамма-спектрометрии углей в полевых условиях

Ядерна фізика та енергетика **10**, 92 - 99 (2009)

Ya.G. Ivanushko, Yu.P. Grinevich

Impact of various doses of x-ray radiation on the content of product of lipid peroxidation on the rats liver

Ядерна фізика та енергетика **10**, 193 - 195 (2009)

N.E. Zarubina, I.A. Maliyk, E.Ju. Kotishevskaya, S.V. Teletskaya, A.I. Golovach, L.A. Golovach

Research of radioactive pollution influence on spores size of some species of the mushrooms

Ядерна фізика та енергетика **10**, 196 - 200 (2009)

O.L. Zarubin

The  $^{137}\text{Cs}$  content in muscles of *Leuciscus cephalus* L. depending on individual weight

Ядерна фізика та енергетика **10**, 201 - 204 (2009)

L.I. Makovetska, O.B. Ganzha, Yu.P. Grynevych, N.K. Rodionova, V.I. Ryabushko, M.O. Druzhyna

Modification of oxidation metabolism by biological active preparation RAPAMID in mice with different radiosensitivity

Ядерна фізика та енергетика **10**, 306 - 309 (2009)

M. Vatankhah, Ya.I. Serkiz

Radiologically induced changes of lipide content in blood plasma, after fractional and prolonged irradiation of laboratorial rats by  $\gamma$ -quants  $^{60}\text{Co}$

Ядерна фізика та енергетика **10**, 310 - 317 (2009)

M. Vatankhan, A.I. Lypska, Ya.I. Serkiz

Peroxidation of blood plasma lipids after various regimes of external irradiation of rats by  $^{60}\text{Co}$  gamma-rays

Ядерна фізика та енергетика **10**, 403 - 408 (2009)

- M.V. Zheltonozhskaya  
Isotopes ratio investigation in soil samples from 5-km ChNPP zone  
Ядерна фізика та енергетика **10**, 409 - 412 (2009)
- N.E. Zarubina, I.A. Maliyk, E.Ju. Kotishevskaya, S.V. Teletskaya, A.I. Golovach, L.A. Golovach  
Dynamics of factor of  $^{137}\text{Cs}$  accumulation by fishes of I - II trophic levels in case of radionuclide concentration variation in water of freshwater bodies  
Ядерна фізика та енергетика **10**, 413 - 417 (2009)
- В.Н. Шевель, Ю.Н. Лобач, Ю.Н. Нестерук, И.В. Хомич  
Обеспечение контроля радиационной безопасности исследовательского реактора ВВР-М  
Ядерная и радиационная безопасность **12**, 31 - 37 (2009)
- Ю.М. Лобач, М.В. Лисенко, В.М. Макаровський  
Обґрунтування вибору стратегії зняття з експлуатації дослідницького ядерного реактора ВВР-М  
Ядерная и радиационная безопасность **12**, 46–51 (2009)
- H. Zhu, R. Venkataraman, W. Mueller, J. Lamontagne, F. Bronson, K. Morris, A.N. Berlizov  
X-ray True Coincidence Summing Correction in Genie 2000  
Applied Radiations and Isotopes **67**, 696–700 (2009)
- D. Craig, L. Fecitt, Yu.E. Gorlinsky, N.F. Harman, R. Jackson, V.I. Kolyadin, Yu.N. Lobach, V.I. Pavlenko  
Dismantling design for the loop rooms on the MR reactor  
Nuclear Engineering and Design **239**, 2832 - 2842 (2009)
- A. Berlizov, R. Dreher  
Web-Accessible Gamma-Spectrum Simulator with On-Line Monte Carlo for Voluminous and Shielded Gamma-Sources: First Results of Experimental Validation  
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research **609**, 19 - 23 (2009)
- L. Szentmiklosi, A. Berlizov  
Characterization of the Budapest prompt-gamma spectrometer by Monte Carlo simulations  
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research **612**, 122 - 126 (2009)
- Yu.N. Lobach, V.N. Shevel  
Radiation protection tasks on the Kiev's research reactor WWR-М  
Nuclear technology and radiation protection **24(2)**, 145 - 151 (2009)

## Доповіді на конференціях

### Ядерна фізика

А.Г. Артюх, А.Н. Воронцов, В.Е. Ковтун,  
Е.И. Коший, В.В. Осташко, Ю.Н. Павленко,  
А.Н. Пономаренко, Ю.М. Серета, А.И. Рундель  
Методика исследований характеристик резонансов нейтронноизбыточных ядер бора

VII конференція з фізики високих енергій, ядерної фізики та прискорювачів, Харків, 23 - 27 лютого 2009 р.

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

Пружне dt-розсіяння при енергії 37 MeV

VII конференція з фізики високих енергій, ядерної фізики та прискорювачів, Харків, 23 - 27 лютого 2009 р.

М.С. Борисова

Сигнали кварк-глюонної плазми в експерименті CBM

VII конференція з фізики високих енергій, ядерної фізики та прискорювачів, Харків, 23 - 27 лютого 2009 р.

Ю.М. Малюта, Т.В. Обиход

Микроскопические черные дыры на коллайдере LHC

VII конференція з фізики високих енергій, ядерної фізики та прискорювачів, Харків, 23 - 27 лютого 2009 р.

Л.С. Марценюк, С.П. Майданюк,  
В.С. Ольховский

Роль обменного взаимодействия тождественных частиц дискретного спектра при одновременном туннелировании их через потенциальный барьер  
VII конференція з фізики високих енергій, ядерної фізики та прискорювачів, Харків, 23 - 27 лютого 2009 р.

Ю.М. Павленко, О.К. Горпинич

Кореляційна спектроскопія резонансів легких ядер. Результати та перспективи

VII конференція з фізики високих енергій, ядерної фізики та прискорювачів, Харків, 23 - 27 лютого 2009 р.

Ю.М. Павленко, В.О. Кива, І.М. Коломієць,  
О.К. Горпинич, В.М. Добріков, О.І. Іваницький  
Розпад біляпорогового резонансу  $^{10}\text{Be}^*(7,54 \text{ MeV})$  в реакції  $^{58}\text{Ni}(^{14}\text{N}, \alpha^6\text{He})$

VII конференція з фізики високих енергій, ядерної фізики та прискорювачів, Харків, 23 - 27 лютого 2009 р.

Ю.М. Павленко, К.О. Теренецький, В.П. Вербицький, І.П. Дряпаченко, Е.М. Можжухін,  
В.М. Добріков, Ю.Я. Карлишев, О.К. Горпинич,  
О.І. Рундель, Т.О. Корзина, О. І. Іваницький  
Пружне розсіяння дейтронів ядрами  $^{208}\text{Pb}$  при енергії  $E_d = 7,3 \text{ MeV}$

VII конференція з фізики високих енергій, ядерної фізики та прискорювачів, Харків, 23 - 27 лютого 2009 р.

В.Л. Шаблов, Ю.Н. Павленко, И.А. Тырас,  
Н.Л. Дорошко, Т.А. Корзина

Энергетическая зависимость соотношения ветвей распада околопорогового резонанса  $^7\text{Li}^*(7,45 \text{ МэВ})$  в реакции  $^7\text{Li}(\alpha, \alpha)^7\text{Li}^*$

VII конференція з фізики високих енергій, ядерної фізики та прискорювачів, Харків, 23 - 27 лютого 2009 р.

L. Borowska, K. Terenetsky, V. Verbitsky, S. Fritzsche

The optical potential for the subbarrier elastic scattering of light weakly-bound deuteron-like nuclei

73 Annual Meeting of the Deutsche Physikalische Gesellschaft (DPG), Bochum, Germany, March 16 - 20, 2009

V. Pluiko

Closed-form El radiative Strength Function for Gamma-Decay and Photoabsorption

The 2nd Workshop on Level Density and Gamma Strength, Oslo, Norway, May 11 - 15, 2009

И.Н. Вишнеvский, О.И. Давидовская, В.А. Желтоножский, А.Н. Саврасов, П.Н. Трифонов (доложил В.Ю. Денисов)

Исследование изомерных отношений выходов в  $(\gamma, n)$ -реакции на  $^{116}\text{Cd}$  и  $^{121}\text{Sb}$

59 международное совещание по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра "Ядро 2009", Чебоксары, Россия, 15 - 19 июня 2009 г.

И.Н. Вишнеvский, О.И. Давидовская, В.А. Желтоножский, В.И. Николаев, А.Н. Саврасов (доложил В.Ю.Денисов)

Изомерные отношения выходов осколков фотоделения  $^{239}\text{Pu}$  и  $^{241}\text{Am}$

59 международное совещание по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра "Ядро 2009", Чебоксары, Россия, 15 - 19 июня 2009 г.

А.Г. Артюх, И.Н. Вишнеvский, А.Н. Воронцов, И.И. Залубовский, С.А. Клыгин, В.Е. Ковтун, Г.А. Кононенко, Е.И. Коший, В.В. Осташко, Ю.Н. Павленко, А.Н. Пономаренко, Ю.М. Середа, А.И. Рундель, А.Г. Фофан (доложил В.Е. Ковтун)

Методика исследований характеристик резонансов нейтронноизбыточных легких ядер

59 международное совещание по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра "Ядро 2009", Чебоксары, Россия, 15 - 19 июня 2009 г.

В.Ю. Денисов, О.И. Давидовская

Упругое рассеяние тяжелых ионов и ядерно-ядерный потенциал с отталкивающим кором

59 международное совещание по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра "Ядро 2009", Чебоксары, Россия, 15 - 19 июня 2009 г.

В.Ю. Денисов, Н.А. Пилипенко

Взаимодействие и слияние произвольно-ориентированных ядер

59 международное совещание по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра "Ядро 2009", Чебоксары, Россия, 15 - 19 июня 2009 г.

В.Ю. Денисов, А.А. Худенко

Периоды альфа-распада, сечения альфа-захвата и альфа-ядерное взаимодействие

59 международное совещание по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра "Ядро 2009", Чебоксары, Россия, 15 - 19 июня 2009 г.

S.P. Maydanyuk

Penetrability and reflection in quantum FRW model with radiation: A new fully quantum approach

The 8th International Conference "Symmetry in nonlinear mathematical physics", Kiev, Ukraine, June 21 - 27, 2009

Yu.M. Malyuta, T.V. Obikhod

Categorical approach to branches and superstrings

The 8th International Conference "Symmetry in nonlinear mathematical physics", Kiev, Ukraine, June 21 - 27, 2009

В.Ю. Денисов, А.А. Худенко

Периоды полураспада  $\alpha$ -радиоактивных ядер и  $\alpha$ -захват

Международная школа молодых ученых по ядерной физике и энергетике, Алушта, Крым, 8 - 14 июня 2009 г.

F.A. Danevich

Quest for scintillation materials to search for rare processes

10th Int. Conference on Inorganic Scintillators and their Applications SCINT'2009, Jeju, Korea, June 8 - 12, 2009

P. Belli, R. Bernabei, F. Cappella, R. Cerulli, F.A. Danevich, A.M. Dubovik, E.N. Galashov, B.V. Grinyov, A. Incicchitti, V.V. Kobychyev, V.M. Kudovbenko, L.L. Nagornaya, S.S. Nagorny, S. Nisi, F. Nozzoli, D.V. Poda, D. Prosperi, V.N. Shlegel, V.I. Tretyak, Ya.V. Vasiliev, Yu.Ya. Vostretsov, S.S. Yurchenko

Radiopure  $\text{ZnWO}_4$  crystal scintillators for double beta decay experiments

International Scientific Workshop on Oxide Materials for Electronic Engineering - Fabrication, Properties and Application (OMEE-2009), Lviv, Ukraine, June 22 - 26, 2009

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. Nagornyi, S.S. Nagorny, S. Nisi, D.V. Poda, D. Prosperi, O.G. Polischuk, V.I. Tretyak, I.M. Vishnevskiy, S.S. Yurchenko

Investigation of double  $\beta$  decay of  $^{100}\text{Mo}$  to the first excited  $0^+1$  level of  $^{100}\text{Ru}$  (ARMONIA experiment)

The eleventh international conference on Topics in Astroparticle and Underground Physics, TAUP2009, Rome, Italy, July 1 - 5, 2009

I. Dryapachenko, E. Mozhzhukhin, V. Salo, O. Voronov

Accelerator Beam Method for Fast Neutron Scintillation Tests

7th International Conference on Luminescent Detectors and Transformers of Ionizing Radiation (LUM-DETR 2009), Krakow, Poland, July 12 - 17, 2009

V.V. Kobychyev

The Sun and the particle physics

Летняя школа "Достижения и приложения современных информатики, математики и физики" (AACIMP'2009), Национальный технический университет Украины "Киевский политехнический институт", Киев, 6 - 15 августа 2009 г.



V.P. Aleshin

Nonequilibrium statistical quantum-field theory of collective motion in microscopic Fermi systems  
Ukrainian Mathematical Congress, Kyiv, August 27 - 29, 2009

V.V. Ryazanov

Influence of probability density function of the passage time in the method of non-equilibrium statistical operator on non-equilibrium properties of the system  
Ukrainian Mathematical Congress, Kyiv, August 27 - 29, 2009

Yu.M. Malyuta, T.V. Obikhod

High Energy Physics and Derived Categories  
Bogolyubov Kyiv Conference "Modern Problems of Theoretical and Mathematical Physics", Kyiv, September 15 - 18, 2009

V.S. Olkhovsky

On analytic properties of the S-matrix for unknown interactions surrounded by centrifugal and rapidly decreasing potentials  
Bogolyubov Kyiv Conference "Modern Problems of Theoretical and Mathematical Physics", Kyiv, September 15 - 18, 2009

V.S. Olkhovsky

Time as a quantum observable, canonically conjugated to energy, and the self-consistent time analysis of quantum processes  
Bogolyubov Kyiv Conference "Modern Problems of Theoretical and Mathematical Physics", Kyiv, September 15 - 18, 2009

K. Arita, M. Brack, S.N. Fedotkin, K. Matsuyanagi, T. Misu, T. Schachner, A.G. Magner

Periodic-Orbit Bifurcations and Shell Structure in Superdeformed Fermion Systems  
Symposium on Honor of Matthias Brack, "Physics, Musics, and Friends", Regensburg, Germany, September 18 - 19, 2009

F.A. Ivanyuk, K. Pomorski

The fission barriers of superheavy and exotic nuclei  
16th Nuclear Physics Workshop "Maria and Pierre Curie", Kazimierz Dolny, Poland, September 23 - 27, 2009

A.G. Magner, A.S. Sitdikov, A.A. Khamzin, J. Bartel, A.M. Gzhebinsky

Semiclassical Analysis of the Shell Structure of Moments of Deformed Fermi Systems

16th Nuclear Physics Workshop "Marie and Pierre Curie" Superheavy & exotic nuclei, Kazimierz Dolny, Poland, September 23 - 27, 2009

А.П. Войтер, С.Г. Бунин.

Приоритетное обслуживание при конкурентном доступе к радиоканалу  
19-я Международная Крымская конференция "СВЧ техника и телекоммуникационные технологии", Севастополь, 14 - 18 сентября 2009 г.

В.М. Пугач

Программа СНСР в ИЯИ (Киев)  
Fifth Annual Conference CNCP, Batumi, Georgia, September 15 - 17, 2009

В.М. Пугач

Сотрудничество между Киевским ИЯИ и британской компанией Qi3 по стриповым детекторам  
Fifth Annual Conference CNCP, Batumi, Georgia, September 15 - 17, 2009

F.A. Danevich

R&D of CdWO<sub>4</sub> crystal scintillators from enriched materials for double  $\beta$  decay experiments  
2nd International Workshop on Radiopure Scintillators for EURECA (RPSCINT 2009), Kyiv, Ukraine, September 22 - 23, 2009

V.I. Tretyak

Semi-empirical calculation of quenching factors for ions in scintillators  
2nd International Workshop on Radiopure Scintillators for EURECA (RPSCINT 2009), Kyiv, September 22 - 23, 2009

V.M. Kudovbenko

Light collection from ZnWO<sub>4</sub> cylindrical and hexagonal shape  
2nd International Workshop on Radiopure Scintillators for EURECA (RPSCINT 2009), Kyiv, September 22 - 23, 2009

V.V. Kobychiev

On measurability of mBq/kg levels of alpha activity  
2nd International Workshop on Radiopure Scintillators for EURECA (RPSCINT 2009), Kyiv, September 22 - 23, 2009

D.V. Poda

Further study of radiopurity of ZnWO<sub>4</sub> crystal scintillators  
2nd International Workshop on Radiopure Scintillators for EURECA (RPSCINT 2009), Kyiv, September 22 - 23, 2009

F.A. Danevich

Current status and future of double beta decay experiments

International Workshop on Double Beta Decay Search, Seoul National University, Seoul, Korea, October 15 - 17, 2009

F.A. Danevich

A high sensitive scintillation experiment to search for double beta decay of  $^{100}\text{Mo}$  with  $\text{CaMoO}_4$  crystal scintillators: a layout

International Workshop on Double Beta Decay Search, Seoul National University, Seoul, Korea, October 15 - 17, 2009

Yu.N. Pavlenko, V.L. Shablov, V.N. Dobrikov, N.L. Doroshko, O.K. Gorpnich, T.A. Korzina, V.O. Kyva, I.A. Tyras

Decay properties of short lived resonances of light nuclei in many-particle nuclear reactions

International Conference "Nuclear Reactions on Nucleons and Nuclei", Messina, Italy, October 5 - 9, 2009

V.S. Olkhovsky, M.E. Dolinska, S.A. Omelchenko, M.V. Romanyuk

New Developments in the Tunneling and Time Analysis of Low-Energy Nuclear Processes

International Conference "Nuclear Reactions on Nucleons and Nuclei", Messina, Italy, October 5 - 9, 2009

S.P. Maydanyuk, V.S. Olkhovsky, G. Mandaglio, M. Manganaro, G. Giardina, G. Fazio, C. Sacca' Bremsstrahlung emission accompanying decays, fission and collisions

International Conference "Nuclear Reactions on Nucleons and Nuclei", Messina, Italy, October 5 - 9, 2009

П. Белли, Р. Бернабей, Я.В. Васильев, Ю.Я. Вос-  
трецов, Е.Н. Галашов, Б.В. Гринев, Ф.А. Дане-  
вич, А.М. Дубовик, А. Инчикитти, Ф. Каппелла,  
В.В. Кобычев, В.М. Кудовбенко, Л.Л. Нагорная,  
С.С. Нагорный, С. Ниси, Ф. Нозолли, Д.В. Пода,  
Р.Б. Подвиянюк, Д. Проспери, В.И. Третьяк,  
Р. Черулли, В.Н. Шлегель, С.С. Юрченко

Исследования радиоактивной чистоты сцинтил-  
ляционных кристаллов  $\text{ZnWO}_4$ .

Научно-техническая конференция молодых уче-  
ных «Люминесцентные процессы в конденсиро-  
ванных средах» LUMCOS'2009, Харьков, 17 - 20  
ноября 2009 г.

П. Белли, Р. Бернабей, С.В. Будаковский,  
Ф.А. Даневич, А. д' Анжело, В.И. Горилецкий,  
Б.В. Гринев, А. Инчикитти, В.В. Кобычев,  
М. Лаубенштейн, В.М. Кудовбенко, С.С. Нагор-  
ный, С. Ниси, Д. Проспери, О.Г. Полищук,  
Н.Н. Смирнов, В.И. Третьяк, Р. Черулли

$\text{LiF(W)}$ ,  $\text{LiI(Eu)}$  - потенциальные детекторы для  
поиска аксионов от Солнца

Научно-техническая конференция молодых уче-  
ных «Люминесцентные процессы в конденсиро-  
ванных средах» LUMCOS'2009, Харьков, 17 - 20  
ноября 2009 г.

V.S. Olkhovsky

Time as a Quantum Observable, Canonically Conju-  
gated to Energy

Scientific Colloquium "Humboldt Cosmos: Science  
and Society", Kiev, November 19 - 22, 2009

S.P. Maydanyuk

Rates in quantum Friedmann-Robertson-Walker  
model with radiation and Chaplygin gas: a fully quan-  
tum approach

Scientific Colloquium "Humboldt Cosmos: Science  
and Society", Kiev, November 19 - 22, 2009

V.Yu. Denisov, N.A. Pilipenko

Fusion of deformed nuclei:  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$

Scientific Colloquium "Humboldt Cosmos: Science  
and Society", Kiev, November 19 - 22, 2009

V.Yu. Denisov, A.A. Khudenko

The alpha-nucleus interaction potential for alpha-  
decay and alpha-capture

Scientific Colloquium "Humboldt Cosmos: Science  
and Society", Kiev, November 19 - 22, 2009

F.A. Danevich

Experimental search for double beta decay and dark  
matter

Scientific Colloquium "Humboldt Cosmos: Science  
and Society", Kiev, November 19 - 22, 2009

V.S. Olkhovdsy, M.E. Dolinska

To the modification of methods of nuclear chrono-  
metry in astrophysics and geophysics

Scientific Colloquium "Humboldt Cosmos: Science  
and Society", Kiev, November 19 - 22, 2009

### Атомна енергетика:

В.М. Павлович

The physical bases of nuclear wave reactor

Water Policy 2009 - International Conference at CULS in Prague, Prague, Czech Republic, June 22 - 26, 2009

И.Н. Вишнеvский

О концепции нового исследовательского реактора Украины

Украино-российский семинар-совещание «Развитие атомной энергетики России и Украины – фактор устойчивого межгосударственного сотрудничества», Энергодар, 19 - 23 октября 2009 г.

### Радіаційна фізика та радіаційне матеріалознавство:

L.I. Chyrko, V.M. Revka

Status of the reconstitution welding in KINR TAREG 2.01/00 "Validation of neutron embrittlement for VVER 1000 & 440/213 RPVs with emphasis on integrity assessment", Progress Meeting, Moscow, Russia, February 25, 2009

O.N. Shevtsova

Giant vortex structures in nanometer-scale spherical type-II superconducting samples

The Sixth IMACS International Conference on Nonlinear Evolution Equations and Wave Phenomena: Computation and Theory IMACS2009, Athens, Greece, March 23 - 26, 2009

L.I. Chyrko, V.M. Revka

Status of the reconstitution welding in KINR TAREG 2.01/03 "Neutron irradiation embrittlement assessment and validation of embrittlement models for VVER Reactor Pressure Vessels" - Progress Meeting, Kiev, April 28 - 29, 2009.

В.И. Сугаков, П.А. Селищев, И.С. Величко

Влияние радиационно-индуцированного изменения свойств вещества на температурные автоколебания температуры и концентрации дефектов International scientific-practical conference "Structural relaxation in solids", Vinnitsa, May 19 - 21

V.I. Sugakov

Self-organization phenomena at exciton condensation in quantum well

International Conference "Statistical Physics: Modern Trends and Applications", Lviv, June 23 - 25 2009

Г.П. Гайдар, О.П. Долголенко, П.Г. Литовченко, О.П. Литовченко

Кінетика трансформації точкових дефектів в процесі відпалу е-опроміненого кремнію IV Українська наукова конференція з фізики напівпровідників, Запоріжжя, 15 - 19 вересня 2009 р.

А.А. Гроза, П.Г. Литовченко, М.І. Старчик, В.І. Хіврич, Г.Г. Шматко

Особливості ефекту далекодії в кремнії при імплантації ядер водню і гелію

IV Українська наукова конференція з фізики напівпровідників. Запоріжжя, 15 - 19 вересня 2009 р.

А.Я. Дзюблик

Распад ядер в поле лазера

9-й Международный симпозиум по фотонному эхо и когерентной спектроскопии, Казань, Россия, 26 - 31 октября 2009 г.

L.I. Chyrko, V.M. Revka

Information about introduction of reconstitution technique at NRI Kiev. TAREG 2.01/03 "Neutron irradiation embrittlement assessment and validation of embrittlement models for VVER Reactor Pressure Vessels" - Progress Meeting, Dresden, Germany, November 5 - 6, 2009

### Фізика плазми:

V.B. Taranov

Extended symmetries of the 3D kinetic electron plasma waves

The 8th International Conference "Symmetry in nonlinear mathematical physics", Kiev, June 21 - 27, 2009

О.А. Федорович, Л.М. Войтенко

Зависимость коэффициентов распада неидеальной водородно-кислородной плазмы от ее параметров

Международная научная конференция «Физика импульсных разрядов в конденсированных средах», Николаев, 17–21 августа 2009 г.

О.А. Федорович

О влиянии электрических параметров канала ИРВ на неравновесность его излучения в видимом диапазоне

Международная научная конференция «Физика импульсных разрядов в конденсированных средах», Николаев, 17–21 августа 2009 г.

П.Д. Старчик

Влияние турбулентного перемешивания на развитие импульсных электрических разрядов в жидких средах

Международная научная конференция «Физика импульсных разрядов в конденсированных средах», Николаев, 17–21 августа 2009 г.

V.F. Virko, V.M. Slobodyan, Yu.V. Virko, K.P. Shamrai

Control of methane plasma outflow from a magnetic field enhanced inductively coupled plasma

The Third Central European Symposium on Plasma Chemistry, Kiev, Ukraine, August 23 - 27, 2009

V.M. Slobodyan, V.F. Virko, Yu.V. Virko, K.P. Shamrai

Inductively coupled magnetized plasma source with permanent magnets for materials processing

The Third Central European Symposium on Plasma Chemistry, Kiev, August 23 - 27, 2009

Yu.V. Virko, V.F. Virko, V.M. Slobodyan, K.P. Shamrai

Compact helicon plasma source with a ferrite magnetic system for materials processing applications

The Third Central European Symposium on Plasma Chemistry, Kiev, August 23 - 27, 2009

V.B. Taranov

Different kinds of symmetry in nonlinear plasma theory

Bogolyubov Kyiv Conference “Modern Problems of Theoretical and Mathematical Physics”, Kyiv, September 15 - 18, 2009

Ya.I. Kolesnichenko, V.V. Lutsenko, R.B. White, A. Weller, Yu.V. Yakovenko

Effects of the energetic-ion-induced instabilities on the electron heat transport in toroidal plasmas

11th IAEA Technical Meeting on Energetic Particles in Magnetic Confinement Systems, Kyiv, September 21 - 23, 2009

V.S. Marchenko

Excitation of the beta-induced Alfvén eigenmodes by a magnetic island

11-а технічна нарада МАГАТЕ з енергійних частинок в системах магнітного утримання, Київ, 21 - 23 вересня 2009 р.

V. Yavorskij

Fusion alpha influence on plasma equilibrium in ITER

3rd Meeting of the ITPA Energetic Particle Physics Topical Group, Kiev, September 24 - 25, 2009

Українська конференція з фізики плазми та керуваного термоядерного синтезу, Київ, 27 - 28 жовтня 2009 р., див. стор. 179

K.P. Shamrai, V.F. Virko, Yu.V. Virko, V.M. Slobodyan, S. Shinohara, T. Motomura, T. Tanikawa  
Helicon plasmas: Basic physics and some application aspects

25th Kyushu-Yamaguchi Plasma Workshop, Kumamoto, Japan, November 19–20, 2009

### Радіоекологія та радіобіологія:

A.N. Berlizov, J. Galy, K. Luetzenkirchen, H. Ottmar, D.A. Sharikov

Setting up and Benchmarking an MCNP Model for the XRF Branch of the Hybrid K-Edge/K-XRF Densitometer

The 31st ESARDA Annual Meeting, Symposium on Safeguards and Nuclear Material Management, Vilnius, Lithuania, May 26 - 28, 2009

О.В. Гайдар, І.М. Кузьменко, Ю.А. Михтонюк, В.В. Тришин

Багатокритеріальна система аналізу території для вибору ділянки будівництва багатоцільового дослідницького ядерного реактору за допомогою геоінформаційних систем

V Міжнародна науково-практична конференція «Нетрадиційні і поновлювальні джерела енергії як альтернативні первинним джерелам енергії в регіоні», Львів, 2 - 3 квітня 2009 р.

О.В. Гайдар, І.М. Кузьменко, Ю.А. Михтонюк, В.В. Тришин

Розподілена інформаційно-аналітична система радіоекологічного моніторингу

IV Міжнародна науково-технічна конференція «Комп'ютерні науки та інформаційні технології» (CSIT-2009), Львів, 15 - 17 жовтня 2009 р.

О.О. Бурдо

Состояние генетического материала в клетках костного мозга полевок в 30-км зоне ЧАЭС в отдаленный период после аварии

Международная радиобиологическая конференция «Биологические эффекты малых доз ионизирующей радиации и радиационное загрязнение», Сыктывкар, Россия, 28 сентября - 1 октября 2009 г.

## Конференції, наради, проведені інститутом у 2009 р.

### Щорічна наукова конференція ІЯД НАН України, 20-23 січня 2009 р.

З метою підбиття підсумків наукової діяльності інституту за рік у ІЯД НАН України проводяться Щорічні наукові конференції. Чергова конференція відбулася 20-23 січня 2009 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\\_Conferences/KINR2009/conference\\_kinr2009.pdf](http://www.kinr.kiev.ua/Annual_Conferences/KINR2009/conference_kinr2009.pdf)

Доповіді на пленарних засіданнях:

В.М. Лашкін. Двовимірні та трьохвимірні локалізовані структури – солітони, азимутони, вихори

Ю.М. Павленко. Кореляційна спектроскопія резонансів легких ядер. Результати і перспективи В.П. Альошин. Мікроскопічна теорія колективного руху в нагрітих ядрах

В.М. Павлович. Реактор на автохвилі поділів

### ХІ ювілейна конференція МАГАТЕ з фізики частинок високих енергій у термоядерних магнітних системах, 21-23 вересня 2009 р.

11 ювілейна конференція МАГАТЕ з фізики частинок високих енергій у термоядерних магнітних системах (The 11th IAEA Technical Meeting on Energetic Particles in Magnetic Confinement Systems) продовжила 20-річну традицію конференцій, перша з яких проходила в Києві в 1989 році. Подібно до першої конференції, IAEA2009 було проведено на базі Інституту ядерних досліджень НАН України. Перші конференції [Aspenäs (1991), Trieste (1993), Princeton (1995), JET/Abingdon (1997)] мали назву «Альфа-частинки в термоядерних дослідженнях» (“Alpha Particles in Fusion Research”). Під час конференції JET/Abingdon в 1997 було вирішено розширити тематику, включивши до неї інші надтеплові частинки, зокрема прискорені електрони. Конференції із зміненою назвою «Частинки високих енергій у термоядерних магнітних системах» (“Energetic Particles in Magnetic Confinement Systems”) проходили в Naka (1999), Gothenburg (2001), San Diego (2003), Takayama (2005), Kloster Seeon (2007).

Тематика конференції IAEA2009 містила наступні напрямки:

- Фізика альфа-частинок
- Транспорт частинок високих енергій
- Роль частинок високих енергій в термоядерних пристроях з магнітним утриманням

- Колективні явища (Альфвенівські власні моди, моди частинок високих енергій та ін.)

- Електрони-втікачі та зрив

- Діагностика частинок високих енергій

Детальну інформацію про конференцію розміщено на веб-сторінці

<http://www.kinr.kiev.ua/TCM/index.html>

Під час конференції було зроблено 12 запрошених доповідей, 16 усних доповідей та 51 стендову доповідь.

Доповіді співробітників ІЯД НАН України :

Ya. Kolesnichenko, V.V. Lutsenko, R.B. White, A. Weller, Yu.V. Yakovenko. Effects of the energetic-ion-induced instabilities on the electron heat transport in toroidal plasmas

V.S. Marchenko, S.N. Reznik. Excitation of the beta-induced Alfvén eigenmodes by a magnetic island.

Yu.V. Yakovenko, Ya.I. Kolesnichenko, V.V. Lutsenko, R.B. White, A. Werner. Mode Coupling and Decay Phenomena in Alfvén Instabilities

Ya.I. Kolesnichenko, V.V. Lutsenko, A. Weller, H. Thomsen, Yu.V. Yakovenko, J. Geiger, A. Werner. Drift-Alfvén and drift-sound instabilities in stellarators and tokamaks

Ya. I. Kolesnichenko, V.V. Lutsenko, R.B. White. Fishbone mode in compressible plasmas

Ya. I. Kolesnichenko, V.V. Lutsenko. Resistive wall damping of Alfvén eigenmodes

V.S. Marchenko. Plasma pressure effect on multiple low-shear toroidal Alfvén eigenmodes

O.P. Fesenyuk, Yu.V. Yakovenko, Ya.I. Kolesnichenko, A.P. Pasichny. Theory of generation of kinetic Alfvén waves by non-conventional global Alfvén eigenmodes

V. Yavorskij, V. Goloborod'ko, A. Polevoi, K. Schoepf, S.E. Sharapov. The Impact of Fusion Alphas on Burning Plasmas in Tokamak

K. Schoepf, V. Yavorskij, V. Goloborod'ko. Fast Ion Source From Neutral Beam Injection in Tokamak Plasmas

M. Khan, K. Schoepf, V. Goloborod'ko, V. Yavorskij. Fractional diffusion model for fast ions in MHD-mode perturbed plasmas

O.S. Burdo, Ya. I. Kolesnichenko, S. Sipilä, Yu. V. Yakovenko. Precession of energetic ions in tokamaks with non-circular cross-section and high  $\beta$

V. Yavorskij, A. Moskvitin, Yu. Moskvitina, V. Goloborod'ko, K. Schoepf. Fokker-Planck Description of TF Ripple Induced Collisional Transport of Fast Ions in Tokamaks

M. Tyshchenko, Yu.V. Yakovenko. Transformations of kinetic Alfvén waves in toroidal plasmas  
S.E. Sharapov, V.G. Kiptily, S.D. Pinches, G. Bonheure, M. Cecconello, G. Ericsson, M. Gatu-Johnson, C. Giroud, V. Goloborod'ko, C. Hellesen, S. Jachmich, T. Johnson, V. Yavorskij, and JET-EFDA contributors. Confinement and loss of fusion products in fast ion D-He3 and D-D fusion experiments on JET

V. Yavorskij, K. Schoepf, V. Goloborod'ko, M. Cecconello, L.G. Eriksson, V. Kiptily, A. Korotkov, S. Reznik. Fokker-Planck Modeling of NBI Generated Deuterons in Tokamaks"

### Тематична нарада в рамках міжнародної Угоди про співпрацю з фізики токамків, 24-25 вересня 2009 р.

Тематична нарада «3rd Meeting of the ITPA Energetic Particle Physics Topical Group», була присвячена обговоренню актуальних проблем фізики високоенергетичних частинок в рамках міжнародної Угоди про співпрацю з фізики токамків. Інформацію про нараду розміщено на вебсторінці:

[http://www.kinr.kiev.ua/TCM/agenda\\_v1\\_ep.pdf](http://www.kinr.kiev.ua/TCM/agenda_v1_ep.pdf)

Список доповідей:

S. Putvinski. Reference ITER data base for EP modelling

T. Panis. TAE-damping rate comparison exercise

P. Lauber. Linear benchmark case – results of the LIGKA code

Y. Todo. Benchmark results of the MEGA code

D. Spong. TAE stability benchmark studies with TAEFL and AE3D models

S. Briguglio. Nonlinear TAE test case: results of HMGC simulations

A. Könies. Benchmark results from GYGLES and CAS3D-K

M. Albergante. Modeling of the fast ion-small scale turbulence interaction

B. Breizmann. The destabilizing effect of dynamical friction on fast particle driven waves

V. Yavorskij. Fusion alpha influence on plasma equilibrium in ITER

T. Kurki-Suonio. Comparison of the fractional losses of slowing-down fusion alphas in the presence and absence of AE activity

K. Hamamatsu. Comments on drift and gyro orbits in TBM field

W. Heidbrink. How to compare measured fast-ion profiles with predicted fast-ion transport

N.N. Gorelenkov, W. Heidbrink. Fast-ion transport in our DIII-D plasmas with lots of RSAEs and TAEs

K. Toi. An Event of Confinement Improvement of Bulk Plasma by TAE-Induced Energetic Ion Loss in LHD

S. Pinches. Proposals for joint experiments

### Друга міжнародна нарада «Розробка низькофононих сцинтиляторів для проекту EURECA», 22 - 23 вересня 2009 р.

Друга міжнародна нарада «Розробка низькофононих сцинтиляторів для проекту EURECA» проходила 22 – 23 вересня 2009 р. Нарада була організована та проведена відділом фізики лептонів Інституту ядерних досліджень НАН України

ни. Інформацію про нараду розміщено на вебсторінці: <http://lpd.kinr.kiev.ua/rps09/>.

Великомасштабний європейський проект EURECA (European Underground Rare Events Calorimeter Array, <http://www.eureca.ox.ac.uk/>) спрямований на пошук частинок темної матерії

(найбільш імовірними кандидатами є нейтраліно – слабо взаємодіючі частинки, передбачувані супесиметричними моделями) 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 у кілька мілікельвінів будуть працювати різні кристалічні сцинтилятори, а також детектори з германію. Однією з найважливіших і найскладніших задач проекту є розробка сцинтиляційних кристалів з низьким вмістом радіоактивних ізотопів (загальна активність не має перевищувати рівень  $\sim 10^{-5}$  Бк/кг). Ця задача поки що ніким не вирішена, і навіть найбільш радіоактивно чисті кристалічні сцинтилятори мають рівень радіоактивності на 1 – 2 порядки вищий. Основними питаннями, що розглядались на нараді, були: експерименти, в яких використовуються низькофонові сцинтилятори; вимоги до радіоактивної чистоти та властивостей сцинтиляційних кристалів 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 брали участь учені з Великої Британії, Італії, Росії, а також представники ННЦ „ХФТГ” НАН України, Інституту сцинтиляційних матеріалів НАН України та співробітники ІЯД НАН України – учасники колаборації EURECA. На нараді було представлено 14 доповідей:

H. Kraus. EURECA – an overview.

I. Dafinei. Production of radiopure  $\text{TeO}_2$  crystals for neutrinoless double beta decay application

V. Kornoukhov. First results of  $^{40}\text{Ca}^{100}\text{MoO}_4$  single crystal growing for underground physics application

F.A. Danevich. R&D of  $\text{CdWO}_4$  crystal scintillators from enriched materials for double  $\beta$  decay experiments

V. Shlegel. Growth of the  $^{106}\text{CdWO}_4$  Crystal by the Low Thermal Gradient Czochralski technique (LTG Cz).

L.L. Nagornaya. Growth conditions of radiopure  $\text{ZnWO}_4$  scintillation crystals.

E. Galashov. Growth of zinc tungstate by the Low Thermal Gradient Czochralski technique (LTG Cz).

S. Galkin. The concentrations of impurities and point defects in melt grown  $\text{ZnSe}$ .

V.I. Tretyak. Semi-empirical calculation of quenching factors for ions in scintillators.

V.M. Kudovbenko. Light collection from  $\text{ZnWO}_4$  cylindrical and hexagonal shape.

V. Mikhailik. Performance characteristics of scintillators at cryogenic temperatures.

V.V. Kobychiev. On measurability of mBq/kg levels of alpha activity.

D.V. Poda. Further study of radiopurity of  $\text{ZnWO}_4$  crystal scintillators.

A.P. Shcherban. A new approach to production of radiopure natural and isotopically enriched cadmium and zinc.

## VII Українська конференція з обліку та контролю ядерного матеріалу, 5-9 жовтня 2009 р.

Сьома щорічна українська конференція з обліку та контролю ядерного матеріалу проходила з 5 по 9 жовтня 2009 р. у Національному науковому центрі «Харківський фізико-технічний інститут» у м. Харків. Конференція була організована та проведена Учбовим центром з фізичного захисту обліку та контролю ядерних матеріалів Інституту ядерних досліджень НАН України, Національним науковим центром «Харківський фізико-технічний інститут» 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>

На конференції було заслухано 32 доповіді, а саме:

С.Д. Лопатин. Изменения законодательства в сфере учета и контроля ядерных материалов

В. Кенэ. Система гарантий Евроатома как составная часть международной системы, усвоенный полезный опыт и дальнейшее развитие

Г. М. Пшакин. Indissoluble Connection of Russian MC&A System Sustainability with that of the Russian Methodological & Training Center

Paul Thurmond. Key Elements of a Nuclear Security Culture Enhancement Program



Н.И. Грицак. Состояние законодательства Украины в сфере физической защиты ядерного материала

М.О. Кононенко. Ризики, загрози і небезпека радіаційно забрудненого середовища при здійсненні охорони, фізичного захисту та охорони праці потенційно-небезпечних об'єктів

Ю.А. Абрамов. Состояние учета и контроля ЯМ на АЭС Украины и перспективы их усовершенствования

Jozsef Zsigrai. Measurements with fresh and spent fuel assemblies at the Paks NPP

А.Е. Новиков. Измерения ядерных материалов в отработавших сборках и контейнерах с РАО на ЧАЭС

Д.В. Кутний. Опыт разработки гамма - спектрометрических методик измерений урансодержащих материалов

В.И. Кирищук. Статус и перспективы измерений ядерного материала в Украине

С.В. Самочерних. Оборудование фирмы Capbeta для измерения ядерных материалов

П. Докучаев. Хранение отработавшего ядерного топлива (в бассейнах с водой и в сухом виде). Практика Игналинской АЭС.

Е. Арсенина. Проблемы перевозки и обращения с облученным ядерным материалом

Т.Г. Луданова. Модернизация системы обращения с отработанным ядерным топливом, учет и контроль ядерных материалов на исследовательском реакторе ВВР-М Института ядерных исследований НАН Украины

Renaldas Sabas. Физическая защита ядерных установок в Литве

О.Б. Гурко. Обеспечение физической защиты, учета и контроля ядерного материала в Республике Беларусь

Е.И. Катунин. Особливості реалізації проектів фізичного захисту ЯМ та ЯУ в рамках МТД на прикладі реконструкції системи фізичного захисту об'єкту "Укриття"

А.В. Бойко. Особливості визначення, створення та функціонування системи фізичного захисту ядерних матеріалів при їх дорожньому перевезенні

К.Ю. Гушин. Обеспечение культуры физической ядерной безопасности

В.А. Кириченко. Государственная программа подготовки специалистов ФЗУиК ядерного материала в Украине.

О.Й. Єршов. Проблема підготовки, перепідготовки і підвищення кваліфікації спеціалістів охорони, фізичного захисту та охорони праці в умовах режимних, радіаційно забруднених об'єктів та територій.

І.А. Рыбак. Роль внутренних войск МВД Украины в обеспечении физической защиты ядерных установок и ядерных материалов в Украине

П.А. Іванов. Методика поліфункціональної високоефективної ідентифікації особи в реальному часі в умовах легалізованого доступу

В.К. Кулинич. Подготовка персонала по физической защите на запорожской АЭС

К. В. Константинова. Система учета и контроля ЯМ на ЦХОЯТ

І.А. Сакунов. Итоги переноса системы АІМАС из 16-ти в 32-х битовую операционную систему

І.В. Бандурко. Оценка составляющих в погрешности расчета выгорания и изотопного состава ядерного топлива на различных этапах ядерного топливного цикла

А.Н. Савченко. Способы повышения эффективности оценки сигналов тревоги

А.А. Бисикало. Методика проведения лабораторной работы по УИК ЯМ в СНУЯЭИП

В.Ю. Демьяненко. Методы предотвращения несанкционированных действий оперативного персонала в системе физической защиты

Ю.О. Мірошніченко. Контроль дотримання вимог правил ведення обліку та контролю ядерних матеріалів при інспекційних перевірках підприємств

## Українська конференція з фізики плазми та керованого термоядерного синтезу, 27-28 жовтня 2009 р.

Метою Української конференції з фізики плазми та керованого термоядерного синтезу було підбиття підсумків досліджень в Україні в галузі фізики плазми та керованого термоядерного синтезу за рік, а також координація цих досліджень. Конференцію було проведено на базі Інституту ядерних досліджень НАН України (ІЯД) при сприянні Інституту теоретичної фізики ім. М.М. Боголюбова НАН України (ІТФ). Нею було

продовжено серію конференцій, започатковану в Києві (ІЯД - 1992 р.) і продовжену в Харкові, Алушті та Києві на базі ННЦ "Харківський фізико-технічний інститут" (ХФТІ) та ІЯД при сприянні ІТФ. Детальну інформацію про конференцію розміщено на веб-сторінці

<http://www.kinr.kiev.ua/UCPPCF/2009.html>

Тематика конференції складалась з таких напрямків:

- термоядерні пристрої з магнітним утриманням плазми
- інерційний термоядерний синтез
- реакторні аспекти
- загальні питання фізики плазми
- плазмова електроніка
- діагностика плазми
- плазмодинаміка
- газовий розряд
- плазмові технології
- фізика космічної плазми

На конференції було представлено 22 усних та 17 стендових доповідей.

Усні доповіді:

В.І. Терешин. Дослідження з фізики плазми та КТС в інституті фізики плазми ННЦ ХФТІ

Я.І. Колесниченко. Аномальний транспорт і обертання плазми, спричинені нестійкостями на енергійних іонах у токамаках та стелараторах

Е.Л. Сороковий. Перехід в режим покращеного утримання в торсатроні У-3М при рідкісних зіткненнях між частинками плазми

В.В. Луценко. Фішбон мода у стисливій плазмі

М.І. Тарасов. Динаміка електростатичних флуктуацій периферійної плазми торсатрону У-3М при переході до режиму покращеного утримання

Є.О. Казаков. Асиметрія розподілу ВЧ поля при нагріванні плазми з поздовжнім струмом

І.М. Онищенко. Концепція плазмового лептонного колайдера

В.А. Батурін. Високоінтенсивне джерело негативних іонів водню для іонних технологій

Ю.М. Толочкевич. Про можливість використання перехідного випромінювання електронно-

го згустку з трикутним профілем концентрації для діагностики неоднорідної плазми

С.П. Дунець. Дослідження умов створення позитивного просторового заряду в коаксіальній системі з магнітною ізоляцією електронів

І.Є. Гаркуша. Дослідження джерела щільної плазми на основі магнітоплазмового компресора

В.А. Жовтянський. Проблема визначення стану нерівноважності електродугової плазми

О.А. Недибалюк. Динамічна плазмово-рідина система з закалкою

К.П. Шамрай. Електромагнітні поля та поглинання ВЧ потужності у великому двокамерному геліконному джерелі з діелектричною перегородкою

А.Г. Борисенко. Про запалювання та горіння вакуумного дугового розряду в парах дифузно випаровуваного аноду

В.Ф. Семенюк. Геліконно-дугова розрядна система прецизійного формування наноструктур

О.А. Федорович. Вплив параметрів неідеальної воднево-кисневої плазми на коефіцієнти розпаду

В.Б. Юферов. Електромагнітна плазмова установка для імітаційного розділення відпрацьованого ядерного палива. Попередні результати

В.С. Марченко. Низькочастотні глобальні альфенівські моди в низькоширових токамаках із захопленими енергійними іонами

Ю.М. Єлісеєв. Теорія коливань некомпенсованої електронної плазми з добавкою іонів фоновому газу

В.М. Лашкін. Вплив зональних течій на нестійкі дрейфові моди, зумовлені градієнтом електронної температури

## МІЖНАРОДНЕ НАУКОВЕ ТА НАУКОВО-ТЕХНІЧНЕ СПІВРОБІТНИЦТВО

Протягом 2009 року Інститут ядерних досліджень продовжував міжнародне наукове та науково-технічне співробітництво з 15 зарубіжними науковими ядерними центрами та установами, а саме: з Національним інститутом ядерної фізики, Національною лабораторією Гран-Сассо, Університетами I та II Риму, Флоренції, Мілану, м. Падова (Італія), Інститутом ядерної фізики ім. Г. Неводнічанського (м. Краків, Польща), Інститутом ядерних досліджень (м. Варшава, Польща), DESY (м. Гамбург, Німеччина), Технічним Університетом м. Мюнхена, CERN (м. Женева, Швейцарія), GSI (м. Дармштадт, Німеччина), Національним Університетом м. Сеула, (Південна Корея), та Міністерством енергетики США.

Відділ теорії ядра в 2009 році продовжував плідну співпрацю із кількома зарубіжними науковими центрами, а саме:

- Cyclotron Institute, Texas A&M University, USA, S. Shlomo (В.М. Коломієць);
- Division of Mathematical Physics, Lund University, S. Aberg. (В.М. Коломієць, С.В. Радіонов);
- National Institute of Nuclear Physics, Florence Italy, A. Dellafiore (В.І. Абросімов);
- Регенбургський університет, Регенсбург, ФРН, М. Brack. (О.Г. Магнер, С.Н. Федоткін);
- Університет ім. М.Кюрі-Складовської, м. Люблін, Польща, К.Поморський (Ф.О.Іванюк).

В рамках співробітництва з університетом ім. М. Кюрі-Складовської розраховані бар'єри поділу важких ядер. Форми ядер вздовж долини поділу визначались за допомогою розвинутого В.М. Струтинським методу мінімізації енергії краплі зарядженої рідини. Використовуючи топографічну теорему В. Святецького, запропоновано просте, але досить точне наближення для повної висоти бар'єрів ядер.

Ефективна міжнародна діяльність проводиться і у відділі фізики лептонів. В поточному році співробітники відділу продовжували наукові дослідження в рамках таких міжнародних колаборацій:

- SuperNEMO (Франція, Велика Британія, США, Росія, Іспанія, Японія, Чехія, Фінляндія, Україна, Польща, Словаччина).
- DAMA (Університети Рим I і Рим 2, Національна лабораторія Гран-Сассо, Італія).
- EURECA (Велика Британія, Німеччина, Франція, ЦЕРН, Росія, Україна, Іспанія).
- BOREXINO (Італія, Німеччина, Франція, США, Росія, Угорщина, Україна).

У 2009 р. співробітниками відділу з вченими Італії (Університети I і II Риму та Національна лабораторія Гран-Сассо) отримані обмеження на періоди напіврозпаду для пошуку різних мод і каналів  $2\beta$  розпаду ізотопів  $^{64,70}\text{Zn}$  та  $^{180,186}\text{W}$ ; проводилося вивчення  $2\beta 2\nu$  розпаду  $^{100}\text{Mo}$  на збуджений рівень  $^{100}\text{Ru}$  за допомогою низькофонових напівпровідникових детекторів. В рамках міжнародних проектів NEMO та SuperNEMO здійснювалися такі роботи: розробка скінтілятора для калориметра SuperNEMO; розвиток генератора подій DECAY0; моделювання передачі та збирання світла за допомогою GEANT4. У співробітництві відділу з Оксфордським університетом тривала розробка та дослідження нових скінтіляторів для використання їх як криогенних детекторів частинок темної матерії.

Протягом 2009 року успішно продовжувалось співробітництво відділу ядерних реакцій з рядом наукових установ Італії, Республіки Казахстан, Росії, а саме:

- співробітництво з ДГП “Інститут ядерної фізики” РГП “Національного ядерного центру Республіки Казахстан” направлене на дослідження реакцій взаємодії  $^{3,4}\text{He}$  з ядрами (пружне, непружне розсіяння, повні перерізи реакцій).
- співробітництво з Об'єднаним Інститутом ядерних досліджень (Дубна, Росія). У рамках цього співробітництва досліджуються властивості легких нейтронно-надлишкових ядер в реакціях з вторинними пучками. Співробітники відділу ядерних реакцій виконують наукові дослідження в рамках участі України в ОІЯД, (м. Дубна, Росія) і, зокрема, в рамках спільного проекту НАН України – Російський фонд фундаментальних досліджень.

Відділ фізики високих енергій продовжив співпрацю в рамках Угоди про співробітництво між Науковим Центром ФРН Deutsches Elektronen-Synchrotron (DESY, Hamburg) та Інститутом ядерних досліджень НАН України в галузях фізики елементарних частинок, фізики прискорювачів та використання синхротронного випромінювання. Використовуючи дані експерименту HERA-B (DESY, Hamburg) по генерації дивних та чарівних частинок в зіткненнях протонів з ядрами при енергії 920 GeV та їх інтерпретацію в рамках моделі EPOS, досліджено вплив ядерного середовища на процеси генерації дивних частинок. Другий важливий напрямок міжнародної співпраці відділу ведеться в рамках Меморандуму про Взаєморозуміння про співро-

бітництво в побудові LHCb детектора між ІЯД НАН України та колаборацією LHCb (ЦЕРН, Женева, Швейцарія.) Промодельовано різні канали розпаду В-мезонів, що утворюються в результаті зіткнень протонів при енергії 14 TeV. Запропоновано дослідження рідких радіаційних каналів розпаду В-мезонів, як потенційних носіїв даних про фізичні явища поза межами стандартної моделі. Створено програмне забезпечення для обробки експериментальних результатів.

Також слід зазначити, що у поточному році продовжувалося співробітництво з CERN – колаборація RD-50 з радіаційної стійкості напівпровідникових детекторів.

У відділі фізики твердого тіла в 2009 році продовжувалась співробітництво з CEA/DAM Ile de France, Service de Physique Nucléaire, Bruyères-Châtel, France, V. Méot, N. Pilet, G. Gosselin, P. Morel (О. Я. Дзюблик) з кулонівського збудження та розрядки ядер при взаємодії з електронами в гарячій плазмі. У співдружності з Центром радіаційної медицини університету Волонгонгу, Австралія та Інститутом мікроприладів НАН України досліджується можливість використання PIN діодів для дозиметрії в змішаних протон-нейтронних полях (О.С. Зінець, І.С. Анохін). Відділ бере участь у спільних наукових дослідженнях з шведськими колегами (Університет м. Лінчопінг, Швеція) по дослідженню плазмових ефектів в періодичних та аперіодичних структурах наночастинок за програмою Вісбі.

За звітний період відділом теорії ядерного синтезу в партнерстві з Інститутом фізики плазми Макса Планка, Німеччина, та Лабораторією фізики плазми Принстонського університету, США відкрито нове явище каналування енергії та імпульсу при збудженні нестійкостей плазми енергійними іонами. Це нове явище свідчить про те, що роль нестійкостей на енергійних іонах у міжнародному реакторі ІТЕР та майбутніх термо-ядерних реакторах може бути значно більшою, ніж прийнято вважати.

Відділ започаткував пряме співробітництво з Інсбруцьким університетом (Австрія) та Калемським Науковим Центром (Абінгдон, Велика Британія). Співробітниками відділу виконано Фокер-Планківське моделювання іонів інжекції та альфа-частинок DT синтезу в JETi та ITERi. Продемонстровано чутливість функції розподілів швидких іонів до операційних сценаріїв токамака-реактора та підтверджено перспективність  $\gamma$ -діагностик, що базуються на ядерних реакціях таких іонів з іонами домішок берилію та вуглецю. Співробітники відділу (В.Я. Голобородько, С. М. Резник, В.О. Яворський) спільно зі співро-

бітниками Асоціації EURATOM-CEA, CEA/DSM/DRFC (Франція), Калемського Наукового Центру (Велика Британія) та Інституту теоретичної фізики Інсбрукського університету (Австрія) проведено детальне прогнозне моделювання альфа-частинок синтезу для базових сценаріїв в ITERi.

У відділі теорії плазми в 2009 році продовжувалось співробітництво з Kyushu University, Fukuoka, Japan, Prof. S. Shinohara та Tokai University, Kanagawa, Japan, Prof. T. Tanikawa (К.П. Шамрай) з дослідження фізичних процесів у плазмі великих геліконних джерел. Розпочато спільні роботи з Australian National University, Canberra, Australia, Prof. Yu. Kivshar (В.М. Лашкін) з вивчення неоднорічних структур у нелінійних середовищах. Продовжувались спільні дослідження з Centre National de la Recherche Scientifique (CNRS), Orleans, France, Prof. V. Krasnosel'skikh (Ю.О. Залізник) з моделювання поширення електромагнітних хвиль у магнітосфері Землі.

За звітний період відділ дослідницького реактора ВВР-М (зав. відділу д.ф.-м.н В. І. Слісенько) успішно продовжувалося співробітництво з Національною адміністрацією ядерної фізичної безпеки (Міністерство енергетики США), яке спрямоване на підвищення безпеки дослідницьких реакторів. У відділі здійснювався прийом фахівців із США, які залучені до проблем ядерної безпеки (близько 21 осіб - з них рад фахівців відвідували ІЯД неодноразово.) В рамках міжнародних проектів обґрунтована безпека дослідницького реактора ВВР-М та одночасне використання високо- та низькозбагаченого палива. Розроблена і узгоджена з Державним комітетом ядерного регулювання України документація по вивозу відпрацьованого палива до Росії.

В 2009 році Центр екологічних проблем атомної енергетики започаткував співпрацю з Міністерством бізнесу, підприємництва і законодавчих реформ Великої Британії для організації виробництва і реалізації препаратів йоду і техніцію в 2010 – 2011 рр.

Протягом 2009р. відділ нейтронної фізики успішно завершив роботу в рамках міжнародного проекту УНТЦ по створенню сучасного виробництва та методики сертифікації для виробництва радіоізотопної продукції для науки, медицини та промисловості

Проведено розрахункові дослідження та технологічні розробки для одержання радіоізотопів на дослідницькому реакторі ВВР-М та виготовлення з них необхідної радіоізотопної продукції для різних сфер використання. Показано вплив спектрального складу нейтронного поля в опро-

мінюючих об'ємах реактора на вихід цільових радіоізоотопів та радіоізотопну чистоту опроміненого продукту (на прикладі одержання радіоізоотопів  $^{99}\text{Mo}$ ,  $^{182}\text{Ta}$  та  $^{192}\text{Ir}$ ). Планується робота по практичному впровадженню на дослідницькому реакторі ВВР-М попередніх розробок по оптимізації процесу накопичення радіоізоотопів, як вихідного матеріалу для забезпечення потреб дослідно-промислових виробництв не лише в Україні, але і в інших країнах регіону. Координація співробітництва буде здійснюватись в рамках Євразійської Коаліції дослідницьких реакторів (EARRC), створеної з ініціативи та під егідою МАГАТЕ.

У рамках цього співробітництва Українського центру ядерних даних з Секцією ядерних даних МАГАТЕ 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. Дані представлено в форматі EXFOR для включення до світового банку експериментальних даних CSISRS. Здійснювалось розповсюдження в Україні (УІЯФ, КНУ, ІЯД) міжнародних баз ядерних даних CINDA, EXFOR, тощо.

Робота Українського центру INIS була націлена на ознайомлення міжнародної спільноти з найновішими роботами українських вчених з ядерної тематики. За кількістю таких публікацій Україна стабільно займає 9-те місце серед 142 країн та міжнародних організацій. Важливою ділянкою роботи є надання інформації INIS науковцям ІЯД та інших організацій, а також аналіз цієї інформації для певних потреб. Центр активно приймав участь в розповсюдженні наукової інформації INIS в Україні (ХФТІ, інститути НАН України, університети) та поза межами України.

Співробітники Навчального центру з фізичного захисту, обліку та контролю ядерного матеріалу ім. Джорджа Кузмича розробили в 2009 р. навчально-методичні матеріали (план курсу, посібник викладача, посібник слухача) навчальних курсів:

- Аналіз і моделювання систем фізичного захисту.
- Визначення особливо важливих зон.
- Методологія оцінки вразливості.
- Перевірка працездатності системи фізичного захисту.

Протягом 2009 року Центр прийняв 34 спеціалістів в області обліку, контролю ядерних матеріалів та фізичного захисту з таких країн – США, Німеччини, Австрії, Латвії Росії. Серед них висококваліфіковані фахівці, які читають курси лекцій для персоналу атомних станцій та інших залучених установ. Було проведено 5 регіональних курсів МАГАТЕ. Курси викладався інструкторами МАГАТЕ та України. Слухачами курсів були 174 особи, з них 54 іноземні представники.

Окрім співробітництва з провідними науковими центрами Європи та США ІЯД проводить співпрацю з науковими установами ближнього зарубіжжя, а саме:

- з Інститутом ядерної фізики Республіки Узбекистан
- з Інститутом атомної енергетики (м. Обнінськ)
- з Інститутом ядерної фізики РГП “Національного ядерного центру Республіки Казахстан”
- з Об'єднаним Інститутом ядерних досліджень (м. Дубна)
- з Інститутом ядерних досліджень РАН (м. Москва)
- з Інститутом неорганічної хімії (м. Новосибірськ).

Протягом 2009 р. співробітниками ІЯД НАН України було здійснено 107 закордонних відряджень, із них 54 – для виконання наукової роботи, 16 – на стажування та 37 – для участі у роботі міжнародних конференцій, симпозіумів, нарад.

Провідних учених інституту постійно запрошують для участі у представницьких міжнародних форумах з метою представлення наукових доповідей

Протягом 2009 р. в ІЯД НАН України було прийнято 155 іноземних вчених та спеціалістів із США, Австрії, Німеччини, Польщі, Великої Британії, Ізраїлю, Чехії, Кореї, Бельгії, включаючи учасників Міжнародних конференцій та нарад.

Підтримувались регулярні зв'язки з МАГАТЕ з поточних питань. До Інституту регулярно приїздили експерти МАГАТЕ з метою проведення поточної інспекції дослідницького реактора ВВР-М та перевірки стану збереження відпрацьованого ядерного палива та надання інформаційної допомоги щодо безпечної експлуатації реактора.

## До 80-річчя з дня народження В. М. Струтинського

16 листопада 2009 р. виповнилось 80 років з дня народження видатного українського вченого в галузі теоретичної ядерної фізики, члена-кореспондента НАН України, професора Струтинського Вілена Митрофановича (1929 - 1993), який працював в Інституті ядерних досліджень НАН України на посаді завідуючого відділом теорії ядра (1970 - 1991), головного наукового співробітника відділу теорії ядра (1992 - 1993). 16 - 17 листопада 2004 р.

Струтинський Вілен Митрофанович народився 16 жовтня 1929 р. в с. Данилова Балка Кіровоградської обл. (помер 28 червня 1993 р. в Римі, Італія). Закінчив Харківський державний університет у 1952 р. Його трудовий шлях розпочався в 1953 р. в Інституті атомної енергії ім. І.В. Курчатова. У 1967 - 1970 рр. В.М. Струтинський працював як гостьовий професор в Інституті ім. Нільса Бора в м. Копенгаген (Данія), де очолював міжнародну групу вчених. З жовтня 1970 р. працював в Інституті ядерних досліджень НАН України в Києві.

В.М. Струтинський відомий як автор фундаментальних праць по визначенню кутів розподілів фрагментів поділу ядер (формула Хальперна - Струтинського), а також частинок, які вилітають з компаунд-ядер, що обертаються (формула Еріксона - Струтинського), і творець методу розрахунку повної енергії зв'язку ядра – методу оболонкових поправок, який пізніше отримав його ім'я.

У рамках методу оболонкових поправок В.М. Струтинський передбачив існування значної оболонкової структури нуклонних спектрів у сильно деформованих ядрах (аналогічна зонній структурі електронних спектрів у кристалах), яка регулярно виникає при певних деформаціях атомного ядра. На цій основі було встановлено існування проміжного відносно стійкого сильно деформованого стану у важких ядрах (уран - каліфорній).

Теорія В.М. Струтинського не тільки пояснила багато відомих особливостей процесу поділу ядер, але й передбачила нові властивості, досить незвичні з точки зору традиційних уявлень теорії Нільса Бора. Подальші інтенсивні дослідження та експерименти повністю підтвердили теоретичні висновки В.М. Струтинського. За допомогою теорії Струтинського вперше були проведені кількісні розрахунки мас, рівноважних деформацій ядер, багатьох властивостей ядер, що діляться, і, особливо, стабільності надважких ядер. Вона отримала широке визнання і входить в основний

фонд сучасної ядерної фізики.

Значне місце серед робіт В.М. Струтинського та його співробітників займає розробка теорії колективного руху в атомних ядрах з великою амплітудою та скінченою швидкістю руху. Було показано, що при ядерному колективному русі з великою амплітудою відбувається перерозподіл частинково-діркових збуджень, що відповідає переходу до макроскопічного режиму деформації та утворенню динамічного основного стану ядра.

Передбачене В.М. Струтинським явище існування оболонкової структури в сильно деформованих ядрах та утворення метастабільного проміжного стану в процесі поділу зареєстровано як відкриття СРСР (№ 200, 1977 р.). За дослідження в області теорії оболонкової структури, поділу та стабільності ядер В.М. Струтинському в 1978 р. присуджено премію з ядерної фізики ім. Т. Бонера Американського фізичного товариства. У 1979 р. В.М. Струтинському присвоєно звання почесного доктора наук Копенгагенського університету. У 1991 р. він був обраний членом Європейської Академії наук та мистецтв (Трієст, Італія).

Роботи В.М. Струтинського знаходяться серед найбільш значущих досліджень у теорії атомних ядер. Вирази “енергетична теорема Струтинського”, “метод оболонкових поправок Струтинського”, “двогорбий бар’єр поділу Струтинського” широко ввійшли у світову наукову літературу, монографії з теорії ядра та ядерної фізики.

Роботи В.М. Струтинського отримали визнання та широко відомі серед спеціалістів з ядерної фізики у всьому світі. Багато результатів, отриманих ним уперше, відіграли важливу роль у розвитку сучасних уявлень теорії складних атомних ядер. Він підготував велику кількість спеціалістів, багато його учнів стали кандидатами та докторами наук, професорами.

Глибока наукова інтуїція, професійна майстерність фізика-теоретика, гострий критичний підхід до роботи, чуйне ставлення до людей, живий інтерес до всього нового в науці та житті, принциповість і безкомпромісність створили В.М. Струтинському високий авторитет серед вітчизняних та закордонних учених.

В.І. Абросімов, Ф.О. Іванюк

## Авторський покажчик / Author index

- Абросімов В. І. 158  
 Азаров С. І. 163, 164  
 Балакин В. Д. 166  
 Барабаш Л. І. 164  
 Бездробна Л. К. 151, 167  
 Белюскіна О. О. 42, 43, 158, 169  
 Бердніченко С. В. 164  
 Березін Ф. Н. 158  
 Бондар В. М. 157  
 Борисенко А. Г. 129, 130, 179  
 Борисова М. С. 169  
 Буканов В. Н. 163  
 Бурдо О. О. 143, 174  
 Бурдо О. С. 117  
 Варенцов М. Д. 164  
 Варніна В. І. 164  
 Васильєв Р. В. 157  
 Васильєв Я. В. 172  
 Василькевич О. А. 163, 164  
 Величко Н. С. 173  
 Венедиктов В. М. 92  
 Вербицький В. П. 169  
 Вишневецький І. М. 59, 60, 90,  
 91, 157, 167, 169, 170, 173  
 Вірко В. Ф. 135, 137  
 Вірко Ю. В. 137  
 Войтенко Л. М. 131, 173  
 Войтер А. П. 87, 158, 171  
 Гайдар О. В. 142, 174  
 Гайдар Г. П. 111, 164, 173  
 Голиней І. Ю. 164  
 Голобородько В. Я. 119, 123  
 Головач Л. А. 88  
 Горпинич О. К. 56, 169  
 Гранцев В. І. 42, 43, 158, 169  
 Гримало А. К. 92, 163  
 Гриневич Ю. П. 145  
 Гриник Э. У. 164  
 Грицай О. О. 92, 163  
 Гриценко А. В. 163  
 Гроза А. А. 112, 164, 173  
 Гулик В. І. 99  
 Гульчук Ю. С. 113  
 Давидовська О. І. 59, 60, 157,  
 158, 169, 170  
 Давидовський В. В. 42, 43, 158,  
 169  
 Даневич Ф. А. 72, 157, 172  
 Демехин В. Л. 163  
 Денисов В. Ю. 158, 170  
 Дзюблик О. Я. 20, 103, 173  
 Дзятковська Н. М. 138  
 Добриков В. М. 169  
 Долголенко О. П. 111, 164, 173  
 Доронін М. І. 158  
 Дорошко Н. Л. 169  
 Дрозд І. П. 144  
 Дряпаченко І. П. 169  
 Желтоножская М. В. 150, 157,  
 167  
 Желтоножский В. А. 59, 60,  
 157, 167, 169, 170  
 Завадський О. О. 92  
 Зализняк Ю. О. 128  
 Зарубина Н. Е. 149  
 Зарубин О. Л. 146, 147, 148, 167  
 Кальченко О. І. 163  
 Капшученко М. В. 92  
 Кива В. О. 79, 81, 169  
 Кислицький А. І. 92  
 Кібкало Т. І. 164  
 Кібкало Ю. В. 49  
 Кір'янчук В. М. 158  
 Кісурін К. К. 42, 43, 49, 158,  
 169  
 Кісурін В. О. 158  
 Климова Н. А. 163  
 Кобичев В. В. 77, 157, 172  
 Ковальов О. М. 86, 158  
 Ковальчук О. С. 78, 79, 84  
 Ковбасенко С. М. 132  
 Ковгар І. Б. 48  
 Козырь Ю. Е. 27, 28  
 Колесниченко Я. І. 114, 115,  
 116, 117, 118, 120, 179  
 Колотый В. В. 92, 163  
 Коломиец В. М. 157, 169  
 Корж І. О. 40, 41  
 Корзина Т. О. 169  
 Короташ І. В. 165  
 Костюк В. А. 148, 167  
 Кругленко М. П. 132  
 Кудовбенко В. М. 72, 172  
 Кузьміна А. Й. 138  
 Кулич Н. В. 150  
 Купряшкин В. Т. 67  
 Курочкіна В. А. 151, 167  
 Куртева А. А. 157  
 Куц В. І. 164  
 Ластовецький В. Ф. 164  
 Лашкін В. М. 135, 179  
 Лашко А. П. 63, 64, 65, 157  
 Лашко Т. Н. 63, 64, 65, 157  
 Левон А. І. 48  
 Липська А. І. 144, 145  
 Лисенко М. В. 168  
 Литовченко О. П. 164, 173  
 Литовченко П. Г. 111, 112, 164,  
 173  
 Лобач Ю. М. 168  
 Луценко В. В. 114, 115, 116,  
 179  
 Лучкевич М. М. 164  
 Мазний І. О. 158  
 Майданюк С. П. 32, 169  
 Макаровский В. Н. 90, 91, 168  
 Малюк І. А. 148, 167  
 Малюта Ю. М. 37, 169  
 Марценюк Л. С. 32, 39, 157, 169  
 Марченко В. С. 120, 121  
 Марченко Л. С. 164, 179  
 Межевич С. Ю. 158  
 Мельник Г. М. 81  
 Мельник Т. В. 143  
 Михайлівський В. В. 164  
 Михайлов Л. В. 49  
 Михайлова С. С. 167  
 Михайлюк В. П. 26  
 Михтонюк Ю. А. 142, 174  
 Міліція В. М. 81  
 Мітюшкін О. О. 92  
 Можжухін Е. М. 169  
 Москаленко Ю. В. 163  
 Мофа І. О. 145  
 Нагорный С. С. 72  
 Нестерук Ю. Н. 168  
 Николаев В. И. 170  
 Николайко А. С. 72  
 Носач Ю. О. 151, 167  
 Обиход Т. В. 37, 169  
 Ольховский В. С. 32, 169  
 Омельченко В. М. 101, 164  
 Омельчук С. С. 42, 43, 158, 169  
 Оніщук В. А. 48  
 Оніщук Ю. Р. 157  
 Осташко В. В. 163, 169, 170  
 Павленко І. О. 138  
 Павленко Ю. Н. 169, 170  
 Павлович В. М. 98, 99, 100, 155,  
 158, 163, 172  
 Павловський Ю. В. 164  
 Палкін Г. П. 42, 43, 49, 158, 169  
 Панасенко Я. В. 81  
 Пасічний А. П. 118  
 Петренко І. В. 164  
 Пилипенко М. О. 170  
 Пірнак В. М. 158  
 Плюйко В. А. 157



- Поворозник О. М. 56  
 Пода Д. В. 172  
 Подвиянюк Р. Б. 172  
 Подзирей Ю. С. 129, 134  
 Полівцев Л. А. 164  
 Полозов Б. П. 130, 132, 166  
 Понкратенко О. А. 158  
 Порицкий П. В. 136  
 Правдивий М. М. 41  
 Прокопенко В. С. 163  
 Пугач А. М. 163  
 Пугач В. М. 78, 79, 80, 81, 84, 163, 171  
 Пугач С. М. 163  
 Разбудей В. Ф. 163  
 Ревка В. Н. 113, 164  
 Резник С. М. 120  
 Рознюк Ю. С. 42, 43, 158, 169  
 Романишин В. О. 158  
 Романюк Л. І. 125  
 Руденко Б. А. 42, 43, 158, 169  
 Руденко Е.М. 165  
 Рудчик А. А. 158  
 Рудчик А. Т. 158  
 Рундель О. І. 169  
 Саврасов А. Н. 59, 60, 157, 169, 170  
 Садовников Л. В. 150, 157, 167  
 Саженюк А. Д. 138  
 Салтиков Л. С. 158, 163, 169  
 Сахно В. И. 164  
 Сваричевська О. В. 138  
 Селіщев П. О. 163, 173  
 Семенов В. С. 42, 43, 49, 158, 169  
Серкіз Я. І. 144  
 Сидоренко Л. П. 67  
 Скляр М. Т. 40, 41  
 Слисенко В. И. 90, 91, 101, 163, 164  
 Слободян В. М. 135, 137  
 Слюсаренко Л. І. 42, 43, 158, 169  
 Соколов А. М. 89  
 Сорокін Ю. Є. 80  
 Співак В. Ю. 103  
 Старчик П. Д. 136, 174  
 Старчик М. І. 112, 164, 173  
 Стороженко С. А. 100, 158  
 Сторожик Д. І. 79  
 Стружко Б. Г. 42, 43, 158, 169  
 Сугаков В. Й. 163, 164, 173  
 Тартаковський В. К. 29, 30, 42, 43, 158, 169  
 Тартачник В. П. 164  
 Телецька С. В. 145  
 Теренецький К. О. 169  
 Токарев В. П. 49  
 Третяк В.І. 72, 157, 172  
 Трифонов П. Н. 59, 169  
 Тришин В. В. 142, 174  
 Федорович О. А. 79, 130, 131, 132, 166, 173  
 Федорченко В. І. 151, 167  
 Федоткин С. Н. 19  
 Феоктистов О. І. 67  
 Фесенюк О. П. 118  
 Фурса А. Д. 40  
Хіврич В. І. 112, 173  
 Хотяинцева Е. Н. 98  
 Худенко О. О. 158, 170  
 Чайковський Ю. В. 113  
 Чаус А. В. 78, 79, 84  
 Червонна Л. Є. 142  
 Чирко Л. І. 113  
 Шамрай К. П. 165, 179  
 Шахов В. П. 92  
 Ревель В. Н. 168  
 Шевченко С. В. 163  
 Шевченко Ю. Б. 163  
 Шевчук А. А. 48  
 Шитюк В. А. 49, 158, 169  
 Шматко Г. Г. 112, 173  
 Хомич Н. В. 168  
 Юрченко С. С. 172  
 Яворський В. О. 119, 123  
 Яковенко Ю. В. 114, 115, 117, 118  
 Abrosimov V. I. 16, 158  
Aleshin V. P. 161, 170  
 Anokhin I. E. 105, 164, 165  
 Aushev V. E. 160, 161, 162  
 Belyuskina O. O. 157  
Berezin F. N. 163  
 Berlizov A. N. 139, 140, 141, 163, 168, 174  
 Boiko R. S. 68  
 Borisova M. S. 38, 157  
 Borzakovsky A. E. 165  
 Bukanov V. N. 163  
 Chernyak D. M. 71  
 Chernyuk A. A. 108, 159, 165  
 Chyrko L. I. 173  
 Chyzh R. V. 163  
 Danevich F. A. 68, 69, 71, 73, 74, 75, 159, 160, 161, 170, 171, 172  
 Davidovskaya O. I. 21, 158, 159, 161  
 Davydovsky V. V. 157, 160  
 Denisov V. Yu. 21, 22, 23, 24, 25, 158, 159, 162, 172  
 Diemokhin V. L. 163  
 Dobrikov V. M. 45  
 Dolinska M. E. 33, 34, 157, 160, 172  
 Doronin M. I. 163  
 Doroshko N. L. 47, 157, 160, 172  
 Dryapachenko I. P. 45, 85, 170  
 Dzyublik A. Ya. 165  
 Fedorovich O. A. 165  
 Fedotkin S. N. 158, 171  
 Fishchuk I. I. 104, 165  
 Foursat A. D. 158  
 Gnidak M. L. 93  
 Goliney I. Yu. 107, 164  
 Golovach A. I. 167, 168  
 Gorpnich O. K. 45, 57, 58  
 Golovach L. A. 167, 168  
 Grantsev V. I. 157  
 Grinevich Yu. P. 167  
 Gritzay O. O. 93, 94  
 Grytsenko O. V. 163  
 Gurin A. A. 165  
 Gzhebinsky A. M. 17, 158, 160  
 Iakovenko V. M. 82, 83, 157  
 Pyin A. P. 50  
 Ivanyuk F. A. 18, 160, 162, 171  
 Jachmenjov O. 57, 58  
 Kalchenko A. I. 93, 94  
 Karlyshev Yu. Ya. 45  
 Khotyaintseva E. M. 96, 97  
 Khudenko A. A. 24, 25, 159, 162, 172  
 Kibkalo Yu. V. 159  
 Kisurin K. K. 157  
Kisurin V. A. 163  
 Kobychев V. V. 68, 73, 159, 161, 162, 170, 171  
 Kolesnichenko Ya. I. 122, 166, 174  
 Kolomietz V. M. 13, 14, 15, 158, 161, 162  
 Kolotyі V. V. 93  
 Korzh I. O. 158, 159  
 Korzyna T. O. 45, 47  
 Kotishevskaya E. Yu. 167, 168  
 Kovalchuk O. S. 157  
 Kovalev A. V. 163  
 Kropivnyansky B. N. 68, 161  
 Kudovbenko V. M. 71, 74, 75, 160  
 Kyryanchuk V. M. 54, 158, 159  
 Kyva V. O. 157  
 Lashkin V. M. 124, 166, 167  
 Lashko A. P. 61, 62, 157, 158, 159  
 Lashko T. N. 61, 62, 158, 159  
 Levon A. I. 158, 159

- Libman V. A. 93  
Litovko I. V. 133, 166  
Litovtchenko V. G. 165  
Lobach Yu. N. 168  
Lukyanov S. V. 15, 161, 162  
Lutsenko V. V. 122, 166, 174  
Lypska A. I. 167  
Maidanyuk S. P. 31, 157, 161, 162, 170  
Magner A. G. 17, 158, 160, 171  
Makarovsky V. N. 141  
Malyuk I. A. 140, 141, 163, 167, 168  
Malyuta Yu. M. 36  
Marchenko V. S. 166, 174  
Martseniuk L. S. 157  
Maznyj I. A. 163  
Mezhevych S. Yu. 53, 54, 55, 158, 162  
Mikhalyuk V. P. 159  
Mitrokhovich N. F. 66, 159  
Mokhnach A. 58  
Mokina V. M. 160, 161  
Mozhzhukhin E. N. 45, 85, 170  
Mykhailenko O. V. 157  
Mykhaylovskyy V. V. 107, 164  
Nagorny S. S. 68, 73  
Nesterov V. A. 22  
Nikolayko A. S. 159, 160, 161  
Obikhod T. V. 36  
Okhrimenko O. Y. 82, 83, 157  
Olkhovsky V. S. 31, 33, 34, 35, 157, 159, 160, 161, 162, 171, 172  
Omelchenko S. A. 34  
Omelchuk S. E. 157  
Ostashko V. V. 44, 46, 159, 162  
Palkin G. P. 157  
Panchenko V. G. 125  
Pankin A. Y. 166  
Pankiv I. S. 165  
Pasichny A. A. 166  
Pavlenko V. I. 125, 168  
Pavlenko Yu. N. 44, 45, 46, 47, 172  
Pavlovych V. M. 96, 97, 156  
Pilipenko N. A. 23, 158, 159, 172  
Pirnak Val. M. 53, 54, 55, 161, 162  
Plujko V. A. 55, 160, 162, 169  
Poda D. V. 68, 75, 159, 160, 161, 170, 171  
Podviyanuk R. B. 71, 159, 161  
Polischuk O. G. 68, 71, 75, 159, 161, 170  
Polosov B. P. 165  
Ponkratenko O. A. 51, 52, 53, 54, 55, 57, 58, 158, 159, 161, 162  
Povoroznyk O. 57, 58  
Pravdivy M. M. 159  
Pugatch S. M. 163  
Pugatch V. M. 82, 83, 157  
Pylypchenko Yu. V. 157  
Radionov S. V. 14, 162  
Revka V. N. 173  
Reznik S. N. 166  
Romanyshyn V. O. 54, 55, 159, 162  
Romanyshyna G. P. 52, 159  
Roznyuk Yu. S. 157  
Rudchik A. T. 51, 52, 53, 54, 55, 158, 159, 161, 162  
Rudchik A. A. 54, 55, 158, 161, 162  
Rudenko B. A. 157  
Rudyk O. F. 141, 163  
Rundel A. I. 44, 45  
Ryazanov V. V. 152, 153, 160, 171  
Sajeniouk A. D. 140  
Saltykov L. S. 157  
Sanzhur A. I. 160  
Savrasov A. N. 159, 162  
Selishchev P. A. 164  
Semenov V. S. 157  
Sereda Yu. M. 44  
Serkiz Ya. I. 167  
Shamrai K. P. 166, 174, 174  
Shanzhur A. I. 13  
Shevel V. N. 95, 168  
Shevtsova O. N. 109, 173  
Shyrma Yu. O. 51, 52  
Shytiuk V. A. 157  
Shkulkova O. G. 160  
Shpyrko S. G154  
Sklyar M. T. 158, 159  
Slisenko V. I. 101, 102, 141  
Slusarenko L. I. 157  
Stepanenko Yu. M. 52, 53  
Stepkova V. V. 164  
Storozhenko S. A. 163  
Strilchuk N. V. 162  
Struzhko B. G. 157  
Sugakov V. I. 106, 107, 108, 109, 164, 165, 173  
Taranov V. B. 127, 173, 174  
Tartachnyk V. P. 165  
Tartakovskii V. K. 157, 159  
Teletskaya S. V. 167, 168  
Terenetsky K. O. 45, 162, 169  
Tretyak V. I. 68, 69, 70, 73, 74, 76, 159, 160, 161, 170, 171  
Tryshyn V. V. 140, 141, 163  
Uleshchenko V. V. 53  
Utyuzh V. V. 165  
Vasilkevich A. A. 101, 102  
Vasiliev Yu. V. 170  
Vasylyev R. V. 162  
Vasylyeva E. G. 163  
Velychko I. S. 164  
Verbitsky V. P. 45, 162, 169  
Vertsimakha G. V. 110  
Vishnevsky I. M. 44, 58, 159, 162, 170  
Voiter A. P. 163  
Vorona P. M. 95  
Vorontsov A. N. 44  
Yakimenko A. I. 166, 167  
Yakovenko Yu. V. 122, 166, 174  
Yavorskij V. A. 165, 166, 174  
Yurchenko S. S. 68, 161, 170  
Zaliznyak Yu. A. 166, 167  
Zarubin O. L. 167  
Zarubina N. E. 167, 168  
Zheltonozhska M. V. 167  
Zheltonozhsky V. A. 159, 162  
Zinets O. S. 105, 164, 165

Наукове видання

**ЩОРІЧНИК - 2009**

Комп'ютерна верстка *Ф.О. Іванюк, О.Д. Григоренко*

Підписано до друку 11.02.10. Формат 60×88 / 8. Ум.-друк. арк. 13.5  
Тираж 200 прим. Зам. № 2

Інститут ядерних досліджень НАН України. 03680, м. Київ, проспект Науки, 47