

НАЦІОНАЛЬНА АКАДЕМІЯ НАУК УКРАЇНИ
ІНСТИТУТ ЯДЕРНИХ ДОСЛІДЖЕНЬ



ЩОРІЧНИК - 2007

ANNUAL REPORT - 2007

INSTITUTE FOR NUCLEAR RESEARCH
NATIONAL ACADEMY OF SCIENCES OF UKRAINE

НАЦІОНАЛЬНА АКАДЕМІЯ НАУК УКРАЇНИ
ІНСТИТУТ ЯДЕРНИХ ДОСЛІДЖЕНЬ

ЩОРІЧНИК - 2007

ANNUAL REPORT - 2007

INSTITUTE FOR NUCLEAR RESEARCH
NATIONAL ACADEMY OF SCIENCES OF UKRAINE

Київ - 2008

У Щорічнику подається інформація про фундаментальні, науково-технічні та прикладні роботи, що виконувались в Інституті ядерних досліджень НАН України в 2007 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 2007 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 2007. 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 2007, 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, О.С. Юрченко, Г.В. Верцимаха, В.В. Луценко, Н.Є. Зарубіна, О.Д. Григоренко, Л.М.Троян

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

Друкується за постановою вченої ради інституту
© Інститут ядерних досліджень НАН України, 2008

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

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

Передмова

У 2007 р. в Інституті ядерних досліджень НАН України продовжувалось виконання фундаментальних, науково-технічних та прикладних робіт за основними напрямками діяльності інституту, що включають: ядерну фізику, атомну енергетику, радіаційну фізику та радіаційне матеріалознавство, фізику плазми, радіоекологію та радіобіологію. Анотації основних результатів, одержаних у 2007 р., подано в цьому щорічнику.

У дослідженнях з ядерної фізики значна увага приділялась розвитку макроскопічної теорії колективних процесів і ефектів у ядерних системах, вивченню реакцій з ядрами різної конфігурації та їх особливостям при припорогових енергіях, гігантським резонансом в ядрах та ін. Проведено серію експериментальних робіт, куди ввійшли дослідження малонуклонних систем, поділу ядер, збудження ізомерних станів, ядерно-атомних ефектів, подвійного бета-розпаду.

Значні зусилля вчених інституту спрямовані на розвиток атомної енергетики країни. У 2007 році було розроблено новий підхід до дослідження авто-хвильових реакторів поділу, досліджуються підкритичні системи, проведено моніторинг нейтронних потоків діючих енергетичних реакторах України. За програмою “зразків-свідків” досліджено стан корпусів деяких реакторів і здійснено прогноз терміну ресурсу.

У щорічнику наводяться анотації досліджень в області традиційної фізики плазми та термо-ядерного синтезу, а також з радіоекології та радіобіології, що тісно пов'язані з післячорнобильськими проблемами.

Серед значних вдосконалень ядерно-фізичних установок необхідно відзначити завершення створення нової сучасної системи управління і захисту ядерного реактора інституту.

Дослідницькі роботи в інституті виконувались у рамках Програми фундаментальних і приклад-



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

В інституті виконувалась низка робіт на господарчо-договірних умовах, у першу чергу, з атомними електростанціями України, іншими міністерствами і відомствами, а також цільові програми за контрактами з Міжнародним агентством з атомної енергії, Українським науково-технічним центром, Європейським центром ядерних досліджень та в кооперації з іншими науковими центрами Європи, Азії та США.

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

Директор Інституту ядерних досліджень НАН України
академік НАН України

І. М. Вишневський

Зміст

	стор.
Основні підрозділи інституту	
Ядерно – фізичні установки.	5
Відділи та лабораторії.	7
Анотації робіт за напрямками	
Ядерна фізика.	13
Атомна енергетика.	94
Радіаційна фізика та радіаційне матеріалознавство.	116
Фізика плазми.	128
Радіоекологія та радіобіологія.	158
Публікації в реферованих журналах.	170
Доповіді на міжнародних конференціях.	179
Конференції, наради, проведені інститутом у 2007 році.	185
Міжнародне співробітництво	189
Авторський покажчик.	191

Contents

	page
The main divisions of the institute	
Experimental installations.	5
Departments and laboratories.	7
Abstracts of works in the field of	
Nuclear physics.	13
Atomic energy.	94
Radiation physics and radiation material science.	116
Physics of plasma.	128
Radiation ecology and biology.	158
Publications in the refereed journals.	170
The talks at the international conferences.	179
The conferences and workshops, organized by the institute in 2007	185
International cooperation.	189
Author index	191

Ядерно-фізичні установки

Циклотрон У-120

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

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



Дослідницький реактор ВВР-М

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

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

ВВР-М - реактор басейного типу потужністю 10 МВт з максимальним потоком нейтронів в активній зоні до $1,2 \cdot 10^{14}$ н/см²·с. Конструктивно реактор має 27 вертикальних та 10 горизонтальних технологічних каналів для проведення наукових та прикладних досліджень.



Важкі захисні бокси для роботи з високорадіоактивними матеріалами

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



Ізохронний циклотрон У-240



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

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

Електростатичний перезарядний прискорювач (тандем) ЕГП-10К



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

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

Солотвинська підземна лабораторія



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

Відділи та лабораторії

Секція ядерної фізики

Відділ теорії ядра

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

Основні напрями наукової діяльності:

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

Відділ ядерної фізики

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

Основні напрями наукової діяльності:

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

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

Відділ ядерних реакцій

Керівник – кандидат фіз.-мат. наук,
с. н. с. Ю.М. Павленко

Основні напрями наукової діяльності:

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

Відділ фізики високих енергій

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

Основні напрями наукової діяльності:

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

Відділ теорії ядерних реакцій

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

Основні напрями наукової діяльності:

- Фундаментальні питання теорії ядерних реакцій при низьких енергіях. Теоретичне дослідження динаміки взаємодії слабкозв'язаних іонів з атомними ядрами. Дослідження процесів кластеризації, поляризації та фрагментації у ядерних реакціях.

- Теоретичне дослідження кластерної структури легких ядер та її проявів у ядерних реакціях. Розробка мікроскопічної теорії взаємодії таких ядер з врахуванням дво- та тритільних каналів.
- Ядерні реакції при проміжних енергіях. Теоретичне дослідження процесів взаємодії гіперядер та екзотичних ядер із звичайними ядрами. Вивчення зарядообмінних процесів з утворенням Δ резонансів. Дослідження кластерної структури ядер.
- Проблеми фізики реакцій злиття важких іонів. Розробка нових методів спільного аналізу периферійних реакцій та реакцій злиття важких іонів.

Відділ структури ядра

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

Основні напрями наукової діяльності:

- Експериментальне дослідження структури та властивостей збуджених станів атомних ядер, що заселяються як у радіоактивному розпаді, так і на пучках заряджених частинок.
- Дослідження механізмів ядерних реакцій методом ізомерних відношень та на пучках заряджених частинок.
- Дослідження атомно-ядерних процесів, що протікають за участю зв'язаних атомних електронів.
- Вивчення ефектів вищих порядків у процесах радіоактивного розпаду та внутрішньої конверсії гамма-променів.
- Дослідження впливу наслідків аварії на ЧАЕС на довкілля та людину.
- Розробка та створення сучасних напівпровідникових спектрометрів, програмного забезпечення для обробки спектрів.

Відділ поляризаційних процесів

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

Основні напрями наукової діяльності:

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

- Розробка нових технологій для виготовлення мішеней із збагачених ізотопами матеріалів для ядерної фізики та інших застосувань в науці і техніці.

Відділ ядерної спектроскопії

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

Основні напрями наукової діяльності:

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

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

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

Основні напрями наукової діяльності:

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

Відділ фізики важких іонів

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

Основні напрями наукової діяльності:

- Експериментальне дослідження ядерних реакцій на пучках легких і важких іонів при взаємодії їх з легкими ядрами.
- Механізми ядерних реакцій і структура ядер.
- Ядро-ядерна взаємодія та її оптичний потенціал.
- Екзотичні ядра та реакції з екзотичними продуктами.
- Порогові та аномальні ефекти в розсіянні ядер.
- Ядерна фізика малонуклонних систем.

Відділ ядерно-атомних процесів

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

Основні напрями наукової діяльності:

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

Лабораторія часового аналізу ядерних процесів

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

Основні напрями наукової діяльності:

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

Відділ ядерної електроніки та засобів автоматизації

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

Основні напрями науково-технічної діяльності:

- Дослідження та розробка методів і засобів збору, накопичення та аналізу даних ядерно-фізичних експериментів.

- Розробка пристроїв ядерної електроніки та створення на їх основі систем для автоматизації експериментальних досліджень на ядерно-фізичних установках інституту.

- Розробка спеціалізованого програмного забезпечення для автоматизованих систем ядерно-фізичних експериментів.

- Розробка програмного забезпечення для обробки даних та теоретичних розрахунків у ядерній фізиці.

- Розробка та аналіз методів і засобів підвищення ефективності роботи комп'ютерних мереж.

- Науково-технічне забезпечення експериментальних робіт на ядерно-фізичних установках інституту.

- Розвиток та експлуатація локальної комп'ютерної мережі інституту.

Лабораторія фізико-технічних проблем джерел ядерних випромінювань

Керівник – кандидат техн. наук

М.Ф. Коломієць

Основні напрями науково-технічної діяльності:

- Розробка та експериментальне дослідження фізико-технічних характеристик метало-тритієвих (дейтерієвих) структур.

- Розробка та експериментальне дослідження фізико-технічних характеристик ядерно-фізичних приладів на основі метало-тритієвих (дейтерієвих) структур.

- Розробка та експериментальне дослідження фізико-технічних характеристик ядерних випромінювань на основі метало-тритієвих структур, мішеней для прискорювачів заряджених частинок, тощо.

- Розробка та дослідження фізико-технічних характеристик малогабаритних відпаяних прискорювальних трубок для генерації нейтронів.

- Розробка та дослідження генераторів термо-ядерних нейтронів на основі прискорювальних трубок.

- Розробка технологічних методів виготовлення вищезазначених пристроїв та здійснення технологічних процесів їх виготовлення.

Секція атомної енергетики

Відділ теорії ядерних реакторів

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

Основні напрями наукової діяльності:

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

Відділ проблем дозиметрії ядерних реакторів

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

Основні напрями наукової діяльності:

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

Відділ нейтронної фізики

Керівник – кандидат фіз.-мат. наук,
с. н. с. О.О. Грицай

Основні напрями наукової діяльності:

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

Відділ дослідницького ядерного реактора

Керівник – доктор фіз.-мат. наук,
с. н. с. В.І. Слісенко

Основні напрями наукової діяльності :

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

Навчальний центр з фізичного захисту, обліку та контролю ядерного матеріалу

Керівник – кандидат фіз.-мат. наук

В.І. Гаврилюк

Основні напрями наукової та освітньої діяльності:

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

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

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

Секція фізики твердого тіла

Відділ теоретичної фізики

Керівник – доктор фіз.-мат. наук,

член-кор. НАН України В.Й. Сугаков

Основні напрями наукової діяльності:

- Фазові перетворення та ефекти самоорганізації в кристалах при ядерному та електромагнітному опроміненні.
- Енергетичні спектри, оптичні властивості та спінові ефекти низькорозмірних напівпровідникових структур.
- Теоретичні дослідження транспорту носіїв заряду в напівпровідникових полімерах.

- Теорія напівпровідникових кремнієвих детекторів.
- Розсіювання нейтронів та месбауерівського випромінювання конденсованою речовиною.
- Теорія спектрів атомних ядер, що обертаються.

Відділ радіаційної фізики

Керівник – доктор фіз.-мат. наук,

професор П.Г. Литовченко

Основні напрями наукової діяльності:

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

Відділ радіаційного матеріалознавства

Керівник – доктор фіз.-мат. наук,

член-кор. НАН України Е.У. Гринік

Основні напрями наукової діяльності:

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

Секція фізики плазми

Відділ теорії ядерного синтезу

Керівник – доктор фіз.-мат. наук,

професор Я.І. Колесниченко

Основні напрями наукової діяльності:

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

експериментальних даних та передбачення нових ефектів, зокрема:

- Альфвенівські спектри та нестійкості в стелараторах.
- Фішбон-нестійкості в токамаках та сферичних торах.
- Класичний транспорт енергійних іонів у токамаках.
- Стохастична дифузія енергійних іонів у стелараторах.
- Транспорт енергійних іонів у МГД-активній плазмі сферичних торів.
- Моделювання фізичних процесів у токамаках та стелараторах, зокрема, у стелараторах лінії Вендельштайн, токамаці JET та у реакторі ITER.

Відділ теорії плазми

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

Основні напрями наукової діяльності:

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

Відділ фізики плазми

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

Основні напрями наукової діяльності:

Експериментальне дослідження властивостей низькотемпературної плазми:

- Дослідження фізики високочастотних розрядів, збуджуваних потенціальними та вихровими електромагнітними полями.
- Дослідження процесів проникнення електромагнітних полів крізь плазмові бар'єри в неоднорідній плазмі.
- Розробка моделі поведінки граничного шару надгустої плазми і конденсованого середовища (рідини) при імпульсному електричному розряді.
- Дослідження фізики вакуумних дугових розрядів та розробка фізико-технічних основ плазмової технології обробки матеріалів.

- Дослідження хімічно активної плазми високочастотних розрядів у регульованих магнітних полях і створення на базі цих досліджень плазмохімічних реакторів і установок для травлення матеріалів мікро- і наноелектроніки, мікромеханіки, НВЧ-техніки, сонячної енергетики, тощо.

Секція радіоекології та радіобіології Центр екологічних проблем атомної енергетики

Керівник - канд. фіз.-мат. наук,

с. н. с. В.В. Тришин

Основні напрями наукової діяльності:

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

SYMMETRY ENERGY FOR NUCLEI BEYOND THE STABILITY VALLEY

V. M. Kolomietz, A. I. Sanzhur

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

The symmetry energy E_{sym} is one of the most important terms of Weizsäcker mass formula. The properties of nuclei far from the valley of stability are essentially determined by the equation of state for E_{sym} , namely, its dependence on the asymmetry parameter, the nucleon density, etc. The symmetry energy is given by

$$E_{\text{sym}} = X^2 (A b_{\text{vol}} - A^{2/3} b_{\text{surf}}), \quad (1)$$

where b_{vol} and b_{surf} are the volume and surface symmetry coefficients, respectively, X is the asymmetry parameter, A is the mass number. To obtain the symmetry energy one should calculate the total energy of nucleus E and separate terms proportional to X^2 . To evaluate the total energy we apply the extended Thomas - Fermi approximation [1] using the trial functions for the total nucleon density $\rho_+(r)$ and the neutron excess density $\rho_-(r)$, given by

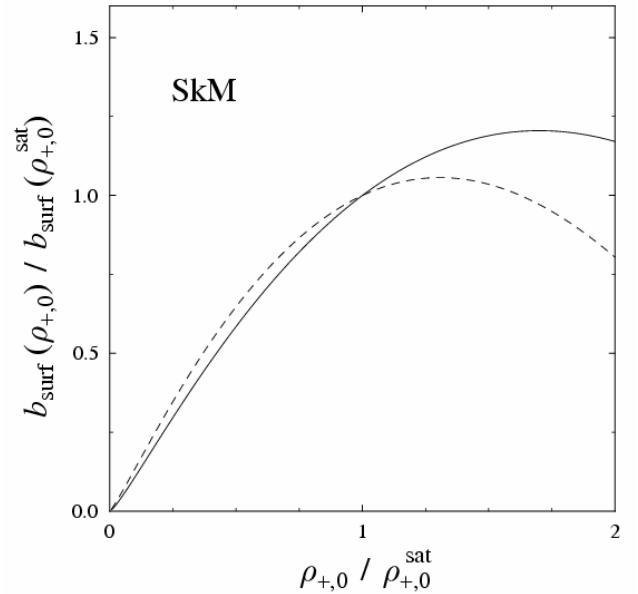
$$\begin{aligned} \rho_+(r) &= \rho_{+,0} f(r), \\ \rho_-(r) &= \rho_{-,0} f(r) - \frac{\rho_{+,0} d}{2} f'(r). \end{aligned} \quad (2)$$

Here $f(r) = [1 + \exp[(r-R)/a]]^{-1}$, $\rho_{+,0}$ and $\rho_{-,0}$ are related to the centre of nucleus, R is the nuclear radius, a is the diffuseness parameter, d is the parameter of neutron skin. These parameters are determined by minimizing the total energy of nucleus. In contrast to [1], we calculate both b_{vol} and b_{surf} taking into account the gradient terms and the Coulomb energy E_C for the energy density functional. Since $E_C \propto A^{5/3}$ and main contribution of gradient terms to the total energy has the order of $A^{2/3}$, the dependence of b_{vol} on $\rho_{+,0}$ will not be affected in the improved calculation. We have recalculated the dependence $b_{\text{surf}}(\rho_{+,0})$. Calculations were performed for two sets of Skyrme force parameters – SkM and SLy230b [2]. Results for the nucleus ^{208}Pb are summarized in the Table and dependence of b_{surf} on $\rho_{+,0}$ is shown in the Figure.

**Symmetry coefficients b_{vol} , b_{surf}
for Skyrme forces SkM and SLy230b**

Force	$\rho_{+,0}^{\text{sat}}$, fm ⁻³ a)	b_{vol} , MeV ^{a)}	b_{vol} , MeV ^{b)}	b_{surf} , MeV ^{a)}	b_{surf} , MeV ^{b)}
SkM	0.148	33	29	66	54
Sly230b	0.148	34	31	59	51

Superscripts a) and b) correspond to results from [1] and present work, respectively.



Surface symmetry coefficient normalized to its value at $\rho_{+,0} = \rho_{+,0}^{\text{sat}}$ as a function of $\rho_{+,0} / \rho_{+,0}^{\text{sat}}$. Solid line gives present calculation, dashed line corresponds to result from [1]. The value of saturation density $\rho_{+,0}^{\text{sat}}$ corresponds to the minimum of the total energy for ^{208}Pb

One can see from Figure that the difference in b_{surf} due to gradient terms in energy density becomes noticeable for the values of $\rho_{+,0}$ which exceed the saturation density $\rho_{+,0}^{\text{sat}}$.

1. V. M. Kolomietz and A. I. Sanzhur, Nuclear Physics and Atomic Energy **2(20)**, 7 (2007).
2. E. Chabanat, P. Bonche, P. Haensel *et al.*, Nucl. Phys. A **627**, 710 (1997).

NUCLEAR LARGE AMPLITUDE MOTION IN A QUANTUM DIFFUSIVE ENVIRONMENT

 V. M. Kolomietz¹, S. Åberg², S. V. Radionov^{1,2}
¹ Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv

² Division of Mathematical Physics, Lund, Sweden

The appearance of dissipation for large amplitude collective motion in nuclei is still an unsolved problem. The transport models of the nuclear collective motion like the linear response theory [1] or the wall-formula [2] assume that the collective dynamics is adiabatically slow, such that the fast intrinsic nucleonic subsystem has always sufficient time to adjust to the large changes of deformation parameters. In the general case the adiabaticity of the collective motion must not be implied a priori, and one should consider selfconsistently dynamics of the collective and intrinsic nucleonic degrees of freedom. Moreover here one would rather expect a non-Markovian collective dynamics caused by the complex energy flow between the macroscopic collective and intrinsic nucleonic modes [3, 4].

We start the discussion from general non-Markovian dynamics for occupancy $p(E, t)$ of intrinsic quantum state E and then study how the different dynamical regimes of the intrinsic nucleonic excitations define dissipative properties of the macroscopic collective motion. For two different statistics (Gaussian Orthogonal Ensemble (GOE) and Gaussian Unitary Ensemble (GUE)) we have established the following non-Markovian master equation

$$\begin{aligned} \frac{\partial p(E, t)}{\partial t} = & \frac{\sigma_0^2 \dot{q}(t)}{\Gamma \Omega(E)} \int_0^t ds \exp\left(-\frac{|t-s|}{\hbar/\Gamma}\right) \times \\ & \times \dot{q}(s) \frac{\partial}{\partial E} \left[\Omega(E) \frac{\partial p(E, t)}{\partial E} \right], \end{aligned} \quad (1)$$

where $\Omega(E)$ is the nuclear level density, σ_0^2 is the variance of the slopes, $\partial E_n / \partial q$, of the nuclear energy levels E_n and Γ is the spreading width of the squared off-diagonal matrix elements $|(\partial \hat{H} / \partial q)_{nm}|^2$ of the nuclear many-body Hamiltonian \hat{H} .

The relative size of memory effects in the intrinsic energy diffusion represented in Eq. (1) is defined by the relation between the characteristic time scale of the nucleonic motion \hbar/Γ and the typical time of the collective motion τ_{coll} . We have investigated how the level spacing statistics influence the intrinsic energy diffusion. Only in the case of quite small widths of the matrix elements' energy distribution, $\Omega\Gamma \leq 1$, the significant difference of the intrinsic

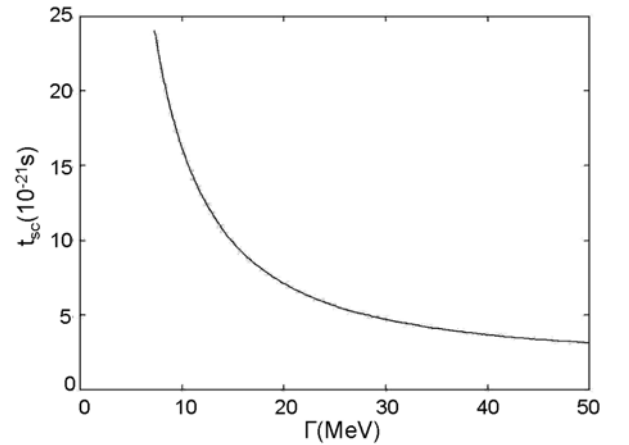
dynamics for the GOE and GUE ensembles of levels is expected.

The energy dissipation rate is obtained as

$$\begin{aligned} \frac{dE_{diss}}{dt} = & \frac{\sigma_0^2 \dot{q}(t)}{\Gamma} \int_0^t ds \exp\left(-\frac{|t-s|}{\hbar/\Gamma}\right) \times \\ & \times \dot{q}(s) \int_0^\infty dE \frac{d\Omega(E)}{dE} p(E, t). \end{aligned} \quad (2)$$

This result manifests the fact that the time-irreversible flow of the energy is possible for the growing level density $\Omega(E)$ only.

We have applied our approach to describe descent of the nucleus ^{236}U from the top of fission barrier to the scission point. We have calculated the



The saddle-to-scission time t_{sc} of the symmetric fission of the ^{236}U vs the width Γ in presence of the memory effects declared in Eq. (1).

time of the nuclear descent, t_{sc} (see Figure), as a function of the width Γ . We have found that the nuclear descent is hindered with the decrease of Γ due to the ordinary friction force contribution and the additional conservative dynamic force caused by the presence of memory effects in Eq. (1).

1. H. Hofmann, Phys. Rep. **284**, 137 (1997).
2. H. Blocki, Y. Boneh, J. R. Nix *et al.*, Ann. Phys. (N. Y.) **113**, 330 (1978).
3. V. M. Kolomietz and S. Shlomo, Phys. Rep. **390**, 133 (2004).
4. V. M. Kolomietz, S. V. Radionov, and S. Shlomo, Phys. Rev. C **64**, 054302 (2001).

ISOVECTOR ENERGY-WEIGHTED SUMS IN HOT NUCLEI

V. M. Kolomietz, S. V. Lukyanov, O. I. Davidovskaya

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

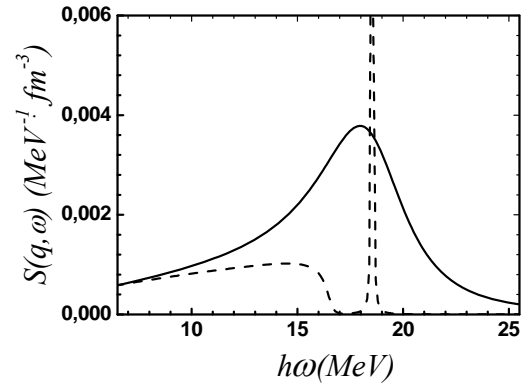
Many features of nuclei are sensitive to nuclear heating. The nuclear heating affects strongly the particle distribution near the Fermi surface leading to the disappearance of shell effects and reducing the Fermi-surface distortion effects on the nuclear collective dynamics [1]. A good first orientation in a description of the collective dynamics in hot nuclei is given by a study of the response function and the energy-weighted sums (EWS) in a nuclear matter within the kinetic theory.

To derive the relevant energy-weighted sums m_k , we consider the density-density response $\chi(\omega, q)$ of two-component nuclear matter to the isovector external field $\propto \exp(i\vec{q} \cdot \vec{r} - i\omega t)$ with

$$m_k(q) = \frac{1}{\pi} \int_0^\infty d(\hbar\omega) (\hbar\omega)^k \text{Im} \chi(\omega, q). \quad (1)$$

Performing the numerical calculations of the response function $\chi(\omega, q)$, we have evaluated the strength function $S(\omega, q) = (1/\pi) \text{Im} \chi(\omega, q)$, the EWS m_{-1} , m_1 and m_3 , the adiabatic, $E_{ad} = \sqrt{m_1/m_{-1}}$ and scaled $E_{sc} = \sqrt{m_3/m_1}$, average energies (centroid energies) for temperature $T \neq 0$ in presence of relaxation. We show that the scaled energy E_{sc} exceeds essentially the adiabatic one E_{ad} due to the Fermi-surface distortion effects. The difference of both centroids E_{ad} and E_{sc} disappears for short relaxation time regime $\omega\tau \ll 1$ (τ is the relaxation time) and at high temperatures.

For nuclei with $F'_0 > 0$ (F'_i is the isovector Landau' scattering amplitude), the isovector strength function contains both the sound mode contribution at $s = \omega/v_F q > 1$ and the Landau damping region at $s < 1$, here v_F is the Fermi energy. This is illustrated in Figure. The presence of the Landau damping in $S(\omega, q)$ is well seen in Fig. 1 for the zero-sound regime $\omega\tau \gg 1$ (dashed line) as a wide bump on the left side of the narrow sound peak. For high temperature (solid line in Fig. 1), the sound peak becomes wider due to the decrease of the relaxation time (collisional relaxation) and due to the collisionless thermal Landau damping, which increases with T [3].



Isovector strength function $S(\omega, q)$ for $A = 208$. Solid line for $T = 5$ MeV, $\omega\tau \ll 1$ (first sound regime) and dashed line for $T = 0.5$ MeV, $\omega\tau \gg 1$ (zero sound regime). The wave number $q \approx \pi/2R$ was taken from the boundary condition [2].

The strength function $S(\omega, q)$ is sensitive to the Landau' amplitude F'_1 . The inclusion of the nonlocal interaction $F'_1 \neq 0$ increases the isovector stiffness coefficient and shifts the corresponding eigenenergies to the higher values. Moreover, since the interaction parameter F'_1 enters the EWS enhancement factor $\kappa_{NM} = (1 + F'_1/3)/(1 + F_1/3)$ (for nuclear matter), the photoabsorption cross section $\sigma_{abs}(\omega)$ grows with $F'_1 > 0$.

We have studied the temperature behavior of the "model independent" EWS $m_1(q)$ and the nuclear EWS enhancement factor $\kappa_A = m_1(q)/m_{1,TRK}$, where $m_{1,TRK}$ is the EWS of Thomas - Reiche - Kuhn sum rule. The obtained A -dependence of the EWS enhancement factor κ_A and the value of $\kappa_A \approx 1.4$ for the Pb -region are in a good agreement with experimental data. We have shown that κ_A is not sensitive to the variation of nuclear temperature.

1. S. Shlomo and V. M. Kolomietz, Rep. Progr. Phys. **68**, 1 (2005).
2. V. M. Kolomietz, S. V. Lukyanov, and O. O. Khudenko, Ukr. J. Phys. **52**, 546 (2007).
3. V. M. Kolomietz, A. B. Larionov, and M. Di Toro, Nucl. Phys. A **613**, 1 (1997).

KINETIC EQUATION FOR NUCLEAR RESPONSE WITH PAIRING

 V. I. Abrosimov¹, D. M. Brink², A. Dellafiore³, F. Matera³
¹*Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv*
²*Oxford University, Oxford, United Kingdom*
³*Istituto Nazionale di Fisica Nucleare and Universita di Firenze, Firenze, Italy*

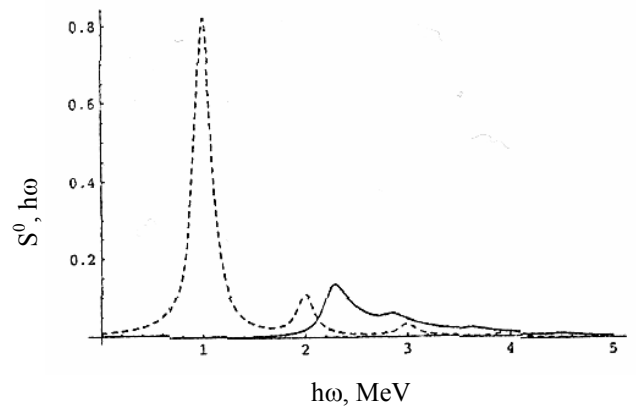
The problem of extending the Vlasov kinetic equation to systems in which pairing correlations play an important role has been tackled some time ago by Di Toro and Kolomietz [1] in a nuclear physics context and, more recently, by Urban and Schuck [2] for trapped fermion droplets. These last authors derived the time-dependent Hartree-Fock-Bugoliubov (TDHFB) equations for the Wigner transform of the normal density matrix ρ and of the pair correlation function κ . Here we try to find a solution of the equations of motion derived by Urban and Schuck in the approximation in which the pairing field $\Delta(\vec{r}, \vec{p}, t)$ is treated as a constant. Such an approximation violates both particle-conservation and gauge invariance, nonetheless we study it because of its simplicity, with the aim of correcting the final results for its shortcomings.

In constant- Δ approximation, the semiclassical TDHFB equations are reduced to the simplified set of equations. It gives an equation that is similar to the Vlasov equation of normal systems (i.e. without pairing), only with the extra term $-2i\Delta\text{Im}\kappa$. This extra term couples the equation of motion of the normal density matrix ρ with that of the pair correlation function κ . Thus, instead of a single equation (Vlasov equation), now we have a system of two coupled equations (for ρ and $\text{Im}\kappa$).

A good starting point for the solution of the normal Vlasov equation is to assume that the average mean field keeps its static value [3]. This approximation corresponds to the quantum single-particle approximation and is a preliminary step that allows us to include collective effects in a second stage. In this case our equations can be solved in linear approximation, giving an explicit expression for the new eigenfrequencies of the system and for the normal-density fluctuations. However there is a problem because this solution is seen to violate both the continuity equation and the energy-weighted sum rule (EWSR). This is a consequence of the constant- Δ approximation.

We have shown that both problems with the continuity equation and with EWSR can be avoided by re-defining the density fluctuations through the continuity equation.

In order to illustrate the effects of pairing correlations on the density response of a many-body system given by our semiclassical approach, we show the result of calculations for the response function of a finite one-dimensional system, see Figure. The size of the system is chosen so that the fundamental frequency associated with the motion of the particles in the uncorrelated system ω_0 has the same value as Δ/\hbar ($\omega_0 \approx \Delta/\hbar$). In small systems, for which $\omega_0 \gg \Delta/\hbar$, the effect of pairing is rather small.



Uncorrelated (dashed) and correlated (solid) strength functions, as a function of excitation energy $\hbar\omega$, the units for the vertical axes are MeV^{-1} . The main peak of the uncorrelated strength function at $\hbar\omega = 1\text{MeV}$ is pushed to higher energy by the pairing correlations and a gap of about 2Δ is created at low energy.

In three dimensions we expect to find the pairing effects typical both for small and large one-dimensional systems. Work for extending the present approach to spherical systems is in progress.

1. M. Di Toro, V. M. Kolomietz, *Zeit. Phys. A-Atomic Nuclei* **328**, 285 (1987).
2. M. Urban, P. Schuck, *Phys. Rev. A* **73**, 013621 (2006).
3. D. M. Brink, A. Dellafiore, M. Di Toro, *Nucl. Phys. A* **456**, 205 (1986).

ВИХРОВИЙ РУХ НУКЛОНІВ ПРИ ІЗОВЕКТОРНИХ ДИПОЛЬНИХ ЗБУДЖЕННЯХ ЯДЕР

В. І. Абросімов, О. І. Давидовська

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

Ізовекторні дипольні збудження важких ядер вивчаються в рамках напівкласичного підходу, що спирається на кінетичне рівняння Ландау - Власова для скінчених двокомпонентних систем з рухомою поверхнею [1]. Знайдено, що отриманий у даному підході ізовекторний дипольний розподіл сили має два максимуми при енергіях 11.8 та 13.9 МеВ (рис. 1). Низькоенергетичний максимум описує ізовекторний гігантський дипольний резонанс у важких ядрах. Високоенергетичний максимум генерується в нейтронно-збагачених ядрах і обумовлений урахуванням динамічних поверхневих ефектів.

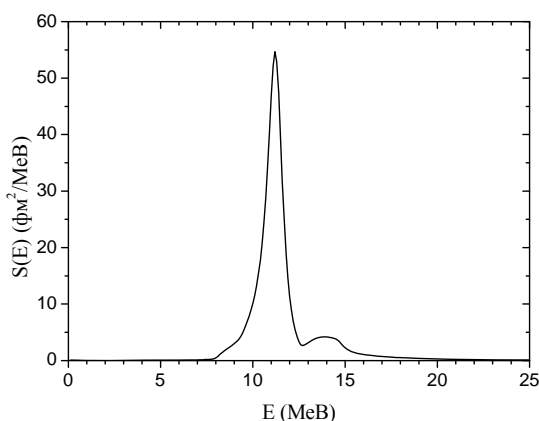


Рис. 1. Розподіл сили ізовекторних дипольних збуджень асиметричної системи з числом нейтронів $N = 126$ і протонів $Z = 82$.

Для того, щоб отримати більше інформації про природу дипольних колективних збуджень, було розглянуто поля швидкостей $\vec{u}(\vec{r}, \omega)$, які в рамках кінетичного підходу [1] визначаються таким чином:

$$\vec{u}(\vec{r}, \omega) = \sum_{q=n,p} \tau_q \vec{u}_q(\vec{r}, \omega),$$

$$\vec{u}_q(\vec{r}, \omega) = \frac{1}{m\rho_0} \int d\vec{p} \vec{p} \delta\vec{n}_q(\vec{r}, \vec{p}, \omega),$$

де $q = n$ – нейтрони, $q = p$ – протони; $\tau_n = 1$, $\tau_p = -1$ – у випадку ізовекторних збуджень; \vec{r} , \vec{p} – радіус-вектор та імпульс частинки, ρ_0 – рівноважна густина ядерної матерії, $\delta\vec{n}_q(\vec{r}, \vec{p}, \omega)$ – зміни функцій розподілу частинок у фазовому просторі, які є розв'язком кінетичного рівняння [1].

Поле швидкостей розглядалось в XZ-площині ($\vec{r} = (x, y = 0, z)$) або у сферичних координатах ($\vec{r} = (r, \theta, \varphi = 0)$), оскільки таке представлення використовується у квантових підходах типу наближення випадкових фаз [2]. Тоді поле швидкостей можна записати у вигляді

$$\vec{u}_q(r, \theta, \varphi = 0, \omega) = u_z^q(r, \theta, \omega) \vec{e}_z + u_x^q(r, \theta, \omega) \vec{e}_x,$$

де $u_x^q(r, \theta, \omega)$ і $u_z^q(r, \theta, \omega)$ – проекції вектора поля швидкостей, відповідно, на вісь X і Z.

Використовуючи кінетичний підхід для опису колективних збуджень скінчених фермі-систем [1], було отримано аналітичні вирази для проекцій поля швидкостей $u_x^q(r, \theta, \omega)$ і $u_z^q(r, \theta, \omega)$ у випадку дипольних збуджень. Проведено чисельні розрахунки поля швидкостей для гігантського ізовекторного дипольного резонансу, який у нашому підході має два максимуми. Знайдено, що поле швидкостей проявляє потенціальний характер при енергії низькоенергетичного резонансу. Але при енергії високоенергетичного резонансу поле швидкостей для ізовекторних дипольних збуджень проявляє вихровий характер (рис. 2).

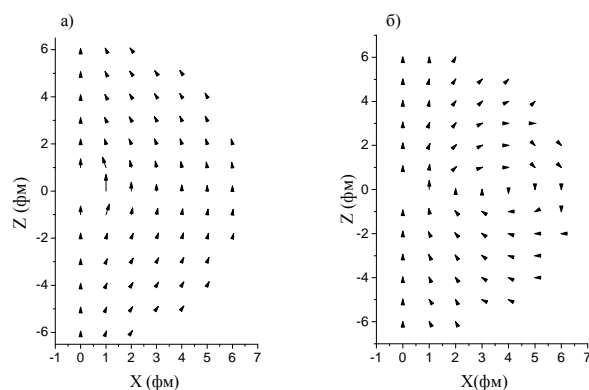


Рис. 2. Поле швидкостей в XZ-площині для ізовекторного гігантського дипольного резонансу в наближенні рухомої поверхні для системи з числом нейтронів $N = 126$ і протонів $Z = 82$ при енергії: а - $E_{\text{макс}} = 11,8$ МеВ, яка дорівнює енергії низькоенергетичного максимуму сили резонансу; б - $E_{\text{макс}} = 13,9$ МеВ, яка дорівнює енергії високоенергетичного максимуму сили резонансу, див. рис. 1.

1. V. I. Abrosimov, A. Dellafiore, and F. Matera, *Physics of Particles and Nuclei* **36**, 699 (2005).
2. I. Hamamoto, H. Sagawa, and X. Z. Zhang, *Nucl. Phys. A* **648**, 203 (1999).

THE STRENGTH FUNCTION FOR DIPOLE VIBRATIONS:
 FINITE SIZE EFFECTS AND THE MACROSCOPIC LIMIT

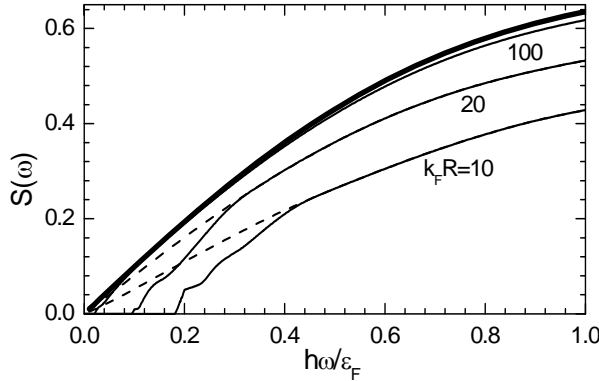
F. A. Ivanyuk

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

The collective vibrations in atomic nuclei and mesoscopic systems are commonly described in terms of the strength $S(\omega)$ or response $\chi(\omega)$ functions, $\chi(\omega) = S(\omega) - S\omega(-\omega)$. For large systems (heavy nuclei, atomic clusters) very often the quasi-classical methods are applied. The dipole strength function for large systems was considered in [1] within the so called continuous limit – the sums over quantum states were replaced by the integrals in energy and angular momentum. In the results one came to the strength function of the type

$$S_{TF}(\omega) = \int_0^\infty dl \int_{\varepsilon_F - \hbar\omega}^{\varepsilon_F} de g_l^{TF}(e)(e + \hbar\omega) g_l^{TF}(e + \hbar\omega).$$

The densities $g_l^{TF}(e)$ here are the Thomas-Fermi approximation for the density of states at fixed orbital momentum. That is why the $S_{TF}(\omega)$ can be called the Thomas-Fermi approximation for the strength function. It turns out however, see [2], that for atomic nuclei $S_{TF}(\omega)$ overestimates substantially the average value $S_\gamma(\omega)$ of quantum strength function, see Figure.



The Thomas - Fermi approximation (heavy solid) and the averaged (dash) quantum strength function. The extended Thomas - Fermi approximation for the dipole strength function is shown by solid line. All quantities are given in units $\varepsilon_F (k_F R)^4 / 16\pi^2$.

It is seen that (i) $S_{TF}(\omega)$ is definitely larger than $S_\gamma(\omega)$ in the whole range of frequencies and (ii) that $S_{TF}(\omega)$ approaches $S_\gamma(\omega)$ for larger systems. It may thus be conjectured that the difference between $S_{TF}(\omega)$ and $S_\gamma(\omega)$ is due to the finite size corrections to the TF-approximation.

The extension of $S_{TF}(\omega)$ can be reached by a better approximation for the density of states at fixed orbital momentum. In [1] the expression was derived

$$g_l^{ETF}(e) = g_l^{TF}(e)\Theta(e - \varepsilon_{0l}) + \frac{1}{2}\delta(e - \varepsilon_{0l}) + \frac{1}{12}\delta'(e - \varepsilon_{0l})\frac{\partial \varepsilon_{nl}}{\partial n}\Big|_{n=0}.$$

Here ε_{0l} is the lowest energy of the state with given l . The (1) was obtained applying to the exact density of quantum states (sum of δ -functions) the Euler - McLaurin summation formula:

$$h \sum_{n=0}^N F(a + nh) \approx \int_a^b F(x) dx + \frac{h}{2}[F(a) + F(b)] + \frac{h^2}{12}[F'(b) - F'(a)] + \dots,$$

where $h = (b - a) / N$. The use of (1) for the strength function allows defining the *extended* Thomas-Fermi approximation $S_{ETF}(\omega)$ for the strength function in which the finite size corrections are taken into account similar to the extended Thomas - Fermi approximation for the density of single-particle states. It turns out also that for high frequencies $S_{ETF}(\omega)$ coincides with a good accuracy with the averaged quantum strength function, see Figure.

Besides, the approximation of sums over exact quantum states by integrals on the base of summation formula (2) allows to take into account the fact that in any finite system the density of particle-hole excitations which contribute to the strength function is zero below certain minimal excitation energy. In case of dipole strength function this circumstance leads to the appearance of “gap” for the frequencies $\hbar\omega / \varepsilon_F$ smaller than $2 / (k_F R)$. In case of metallic clusters, the disappearance of the strength function leads to disappearance of conductivity, and thus to metal-insulator transition.

Note that the strength function was expressed in terms of average quantities like average density of single-particle states at fixed orbital momentum or minimal energy spacing between the pairs of states which contribute to $S(\omega)$. Nevertheless, we managed to take into account important quantum effects.

1. M. Barma and V. Subrahmanyam, J. Phys.: Condens. Matter **1**, 7681 (1989).
2. F. A. Ivanyuk, submitted to Phys. Rev. B.

ETF APPROACH TO THE LOW-LYING COLLECTIVE EXCITATIONS IN NUCLEI

A. M. Gzhebinsky, A. G. Magner, S. N. Fedotkin

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

One of the most powerful tools for the description of nuclear collective dynamics is based on the response function theory. For the low-lying multipole collective excitations in nuclei, the transport coefficients of the response function theory, such as the stiffness, the inertia and the friction, are derived within the periodic orbit theory in the lowest orders of semiclassical expansion corresponding to the extended Thomas-Fermi approach (ETF) [1]. In this contribution, the main focus is aimed to the ETF description of the reduced transition probabilities and sum rules for the low-lying collective states.

We derived the smooth ETF inertia for the vibrations near a spherical shape of the mean edge-like field, $R(\mathcal{G}, q) = R[1 + q(t)Y_{L0}(\mathcal{G})]$, $q(t) \propto e^{i\omega t}$, with the frequency ω and multipolarity L by using the statistical averaging. It is shown that the consistent collective ETF inertia is significantly larger than that of the hydrodynamical (HD) irrotational flow. For the smooth low-lying collective energies of such vibrations in the almost spherical heavy enough nuclei, one finds

$$\hbar \omega_L = D_L (1 - D^{(s)} A^{-1/3} + D^{(c)} A^{-2/3}) / A, \quad (1)$$

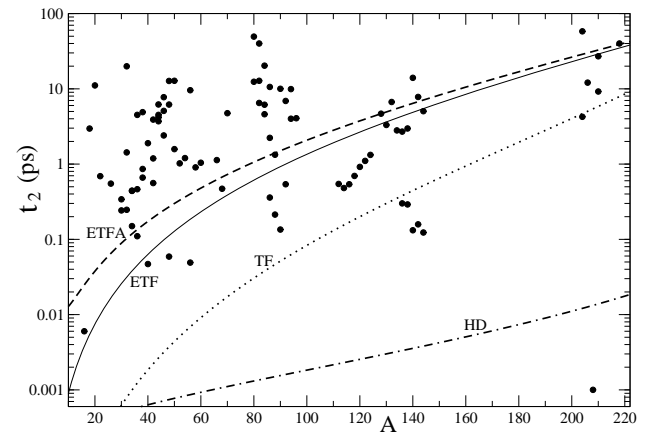
where $D_L = \overline{D}_L (1 + C_L^{Coul} / C_L^{surf})^{1/2}$, C_L^{Coul} and C_L^{surf} are the Coulomb and surface HD stiffnesses, $\overline{D}_L = 75 b_s e_F [3e_F b_s (L-1)(L+2) / f_L]^{1/2} / 4\pi b_v K$, e_F is the Fermi energy, b_v and b_s are the volume and surface constants of the liquid-drop energy; K is the incompressibility of the nuclear matter;

$f_L = g_L [g_L^2 - 7] / 4(L+2)(L+3)(2L+3)(2L+5)$, $g_L = 4L+9$, $D_2 \approx 100$ MeV, $D_3 \approx 180$ MeV. The constants of the leading surface and curvature corrections $D^{(s)} = (9\pi/8)^{2/3}$ and $D^{(c)} = 3(8/9\pi)^{2/3}$ are related to the ETF relation of the nucleon number A to the semiclassical parameter $k_F R$; $k_F = (3\pi^2 \rho / 2)^{1/3}$, where ρ is the particle density of the nuclear matter, $\rho = 3A / 4\pi R^3$, $R = r_0 A^{1/3}$. The A -dependence in (1) differs much from the mainly $A^{-1/2}$ behavior predicted by the HD model. For the contribution S_L of the low-lying collective state into the standard energy-weighted sum rule (EWSR) S_{cl} independent of the model, one obtains

$$S_L / S_{cl} = \overline{S}_L (1 - 2D^{(s)} A^{-1/3} + S^{(c)} A^{-2/3}) / A, \quad (2)$$

where $\overline{S}_L = 2(225e_F b_s k_F r_0 / 8\pi b_v K)^2 / L f_L$, $S^{(c)} = [D^{(s)}]^2 + 2D^{(c)}$, $\overline{S}_2 \approx 7$, $\overline{S}_3 \approx 6$.

The semiclassical reduced transition probabilities $B(EL) \propto S_L / \hbar \omega_L$ in Weisskopf units are really large for the low-lying vibration excitations, and therefore, can be referred to the collective states. The vibration energies (1) contributions into the EWSR (2) and reduced transition probabilities are basically in reasonable agreement with their experimental data, much better than those found in the standard HD approach for large enough (symmetric)



The lifetime with respect to the quadrupole transition; solid points are the experimental data; $r_0 = 1.14$ fm, $b_v = 16$ MeV, $b_s = 18$ MeV, $K = 220$ MeV, $b_{sym} = 60$ MeV.

Figure shows the quadrupole lifetime $t_L \propto 1/B(EL)\omega^{2L+1}$. The effect of the surface corrections through the vibration energies (1) and EWSR (2) within the ETF approach and its simple analytical asymptotics ETFA accounting for these corrections only through the ETF relation $A(k_F R)$, are significant as compared to the TF model. The EWSR contribution of the low-lying nuclear states becomes small enough, owing to enhancement of the ETF inertia with respect to that of the HD model. We point out the importance of the shell effects for calculations of the low-lying collective states in magic nuclei.

1. A. G. Magner, A. M. Gzhebinsky, and S. N. Fedotkin, Phys. Atom. Nucl. **70**, 1859, 647 (2007).

ANALYTIC APPROACH TO THE BIFURCATION CASCADES IN
 HENON-HEILES POTENTIAL

 S. N. Fedotkin^{1,2}, A. G. Magner^{1,2}, M. Brack¹
¹*Institute for Theoretic Physics, University Regensburg, Germany,*
²*Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv*

The semiclassical trace formulae for the single-particle level density is a nice tool to study quantum shell structures in terms of the periodic orbits (PO) of classical mechanics for applications in the nuclear, metallic-cluster and quantum-dot physics. In Hamiltonian systems which are classically neither regular nor purely chaotic, this theory is enriched but also complicated by the bifurcations of PO's when these undergo changes of their stability matrix M in non-linear dynamics [1]. Its trace trM appearing in the Gutzwiller's trace formula is determined by the linearized equations of motion around PO.

We investigate the bifurcation cascades of linear librational orbits A in Henon-Heiles potential,

$$H = \frac{1}{2}(\dot{x}^2 + \dot{y}^2) + \frac{1}{2}(x^2 + y^2) - \frac{1}{3}y^3 + x^2y, \quad (1)$$

in units $m = \omega = 1$ of the usual oscillator part for particle mass m and frequency ω . In the limit close to the barrier energy $e = 1$, where the dynamics is nearly chaotic, we derive an analytical expression for the stability trace trM_A of the librational orbit A in good agreement with the full numerical calculations. The stability traces of the infinite series of orbits R_n (odd n) and L_n (even n) born at its pitchfork bifurcation energies $e = e_n$ intersect linearly at the barrier $e = 1$ with the symmetric values $\mp d_{as}$ with respect to the bifurcation line $trM(e) = 2$. Using the symmetry relations for the monodromy matrix elements in frozen approximation (FA) [1], one obtains at the leading order of the perturbation expansions in small parameter $(1 - e_n)^{1/2}$ ($e_n < e < 1$),

$$trM_{RL} = 2 \pm \frac{8(e - e_n)}{W^2 \sqrt{3(1 - e_n)}} \{ D_{PP} Q_v^\mu(s_K) Q_v^{\mu'}(-s_K) + D_{QQ} P_v^\mu(s_K) P_v^{\mu'}(-s_K) - D_{QP} [Q_v^\mu(s_K) P_v^{\mu'}(-s_K)]' \},$$

$$D_{RR} = I_{R\hat{R}}(s_K) - I_{R\hat{R}}(-s_K),$$

where upper indices primes mean the derivatives, the signs \pm are related to R and L orbits,

$$I_{R\hat{R}}(s) = \alpha R_v^\mu \hat{R}_v^\mu - \beta [R_v^\mu \hat{R}_{v+1}^\mu + \hat{R}_v^\mu R_{v+1}^\mu] - \gamma \hat{R}_{v+1}^\mu R_{v+1}^\mu,$$

$$\alpha = g[\mu^2 - (\nu + 1)(\nu + s^2)], \beta = g(\nu + 1)(\mu - \nu - 1)s,$$

$$\gamma = g(\mu - \nu - 1)^2, \quad g = 1/2\nu(\nu + 1),$$

R_v^μ, \hat{R}_v^μ are the Legendre's functions $P_v^\mu(s)$ or $Q_v^\mu(s)$ with indices,

$$\nu = (-1 + i\sqrt{4A - 1})/2, \quad \mu = i\sqrt{A + B}.$$

Here, $A = 12\kappa^2$, $\kappa = \sqrt{(y_2 - y_1)/(y_3 - y_1)}$, $B = 6(1 + 2y_1)/(y_3 - y_1)$, $y_i(e)$ are the turning points in the potential well of (1) with the barrier at a given energy e , $s_K = \tanh(K)$, $K(\kappa)$ is the complete elliptic integral of first kind, $W = \Gamma(1 + \nu + \mu)/\Gamma(1 + \nu - \mu)$. The Table shows the analytical slope parameter $d(e = 1) = trM_{RL} - 2$ (an), FA numerical (FA num) and full numerical (num) calculations with good rapid asymptotic convergence in modulus to $d_{as} = 4\sqrt{3} \cosh(\pi\sqrt{47}/2)/\sinh(2\pi\sqrt{3}) = 6.181997\dots$ obtained from the trace $trM_A(e)$ of A orbit and slope theorem $trM_{RL}'(e_n) = -2trM_A'(e_n)$.

 Slope parameter d for R and L-orbits

n	d (an)	d (FA num)	d (num)	n	d (an)	d (FA num)	d (num)
7	-5.19631	-6.16885	-6.1801	8	5.75865	6.26608	6.18033
9	-5.99144	-6.18002	-6.1819	10	6.17247	6.19510	6.18201
11	-6.14725	-6.18167	-6.1820	12	6.17699	6.18414	6.18973
13	-6.17578	-6.18195	-6.1837	14	6.18062	6.18235	
15	-6.18089	-6.18199		16	6.18180	6.18205	

1. M. Brack, M. Mehta, K. Tanaka, J. Phys. A **34**, 8199 (2001).

TOWARDS CONSISTENT THEORY OF COLLECTIVE MOTION IN HOT NUCLEI

V. P. Aleshin

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

All previous models of collective motion in hot nuclei describe its separate stages in terms of Gibbs statistical operators ρ_g constrained to the corresponding values of the deformation parameter q_T . As has been noticed recently [1], such description implies that there are no mass flows in the time evolving system, which is in drastic conflict with the fact that the collective *motion* is in essence the mass flow. In this report we construct the statistical operator ρ_q which does account for this inherent property of the collective motion.

Let us focus on a separate stage, lasting from T to $T + \tau_q$. The operator ρ_q describing this stage does not depend on time t , counted from T , while all observables depend on t as $X_t = e^{iH} X e^{-iH}$. The ρ_q and X are functionals of the field operators ψ_x^* , ψ_x , satisfying the anticommutation relations.

The number density and the momentum density are given by

$$n_x = \psi_x^* \psi_x, \quad p_x = -(i/2) [\psi_x^* \nabla \psi_x - (\nabla \psi_x^*) \psi_x].$$

The deformation operator Q_t is taken as

$$Q_t = \int dx Y_x n_{x,t},$$

where Y_x is a certain function of \mathbf{x} , whose integral with spherically symmetric distribution equals 0. The expectation values of $n_{x,t}$, $p_{x,t}$, Q_t over ρ_q are

$$\rho_{x,t} \equiv \text{tr}(n_{x,t} \rho_q), \quad j_{x,t} \equiv \text{tr}(p_{x,t} \rho_q), \quad q_t \equiv \text{tr}(Q_t \rho_q).$$

Deformed nucleus with mass number A , temperature β^{-1} and no mass flow is described by

$$\rho_g = Z_g^{-1} e^{-\beta(H + \Lambda_g Q - \mu_g N)}, \quad Z_g = \text{tr} e^{-\beta(H + \Lambda_g Q - \mu_g N)} \quad (1)$$

with $Q \equiv Q_t|_{t=0}$. The Λ_g and μ_g are functions of A , β , q , determined by the equations

$$\text{tr}(Q \rho_g) = q, \quad \text{tr}(N \rho_g) = A,$$

in which $q \equiv q_t|_{t=0}$ is taken from the preceding adjoining stage. The number density in ρ_g is

$$\rho(\mathbf{x}, q) \equiv \text{tr}(n_x \rho_g).$$

The expectation value of p_x in ρ_g equals 0.

In order to construct statistical operator ρ_q with $j_x \neq 0$, we use analogy with classical fluids, where

distribution function over particle coordinates and momenta in a system with $j_x \neq 0$ is obtained from that with $j_x = 0$ by the substitutions

$$\mathbf{x}_i \rightarrow \mathbf{x}'_i = \mathbf{x}_i, \quad \mathbf{p}_i \rightarrow \mathbf{p}'_i = \mathbf{p}_i - m \mathbf{u}_x, \quad (2)$$

in which \mathbf{u}_x is the fluid velocity. Since (2) is a canonical transformation, we seek for such ψ_x^* , ψ'_x , which satisfy the anticommutation relations and give rise to n'_x , p'_x , obeying the conditions

$$n'_x = n_x, \quad p'_x = p_x - m n_x \mathbf{u}_x. \quad (3)$$

Taking ψ_x^* , ψ'_x in the form

$$\psi'_x = e^{im\phi_x} \psi_x, \quad \psi_x^* = e^{-im\phi_x} \psi_x^*, \quad (4)$$

one finds the relations

$$n'_x = n_x, \quad p'_x = p_x - n_x \nabla \phi_x,$$

which coincide with (3) if

$$\mathbf{u}_x = \nabla \phi_x. \quad (5)$$

The substitution $\psi_x^* \rightarrow \psi_x^*$, $\psi_x \rightarrow \psi'_x$ in (1) leads to the desired expression for the statistical operator with $j_x \neq 0$:

$$\rho_q = Z_g^{-1} e^{-\beta(H + \Lambda_g Q - \mu_g N) + \beta \int dx \mathbf{u}_x \cdot \mathbf{p}_x - \beta(m/2) \int dx n_x u_x^2}, \quad (6)$$

in which, however, \mathbf{u}_x is not defined completely because ϕ_x in (5) is yet unknown. To determine \mathbf{u}_x completely, we prove the relations

$$\rho_x \equiv \text{tr}(n_x \rho_q) = \rho(\mathbf{x}, q),$$

$$j_x \equiv \text{tr}(p_x \rho_q) = m \rho(\mathbf{x}, q) \mathbf{u}_x,$$

$$\partial_t \rho_{x,t} |_{t=0} = -m^{-1} \nabla j_x, \quad \partial_t \rho_{x,t} |_{t=0} = \dot{q} \partial_q \rho_{A,\beta}(\mathbf{x}, q),$$

where $\dot{q} \equiv [\partial_t q]_{t=0}$. Combining them with Eq. (5), one can represent \mathbf{u}_x in the form

$$\mathbf{u}_x = \dot{q} \nabla \tilde{\phi}_x, \quad (7)$$

where $\tilde{\phi}_x$ is a solution of the equation

$$\rho(\mathbf{x}, q) \Delta \tilde{\phi}_x + [\nabla \rho(\mathbf{x}, q)] \nabla \tilde{\phi}_x = -\partial_q \rho(\mathbf{x}, q). \quad (8)$$

Since Eqs. (7), (8) define \mathbf{u}_x uniquely, the definition of ρ_q by Eq. (6) becomes complete.

1. V. P. Aleshin, Nucl. Phys. A **781**, 363 (2007).

E1 RADIATIVE STRENGTH FUNCTION FOR GAMMA-DECAY AND PHOTOABSORPTION

V. A. Plujko^{1,2}, O. I. Davidovskaya², I. M. Kadenko¹, E. V. Kulich¹, O. M. Gorbachenko¹, S. Goriely³¹Taras Shevchenko National University, Kyiv²Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv³Institut d'Astrophysique Université Libre de Bruxelles, Brussels, Belgium

Photoabsorption cross sections and isovector E1 gamma-decay strength functions are calculated and compared with experimental data to test the existing models of dipole radiative strength functions (RSF) for the middle-weight and heavy atomic nuclei [1]. More specifically, experimental data were compared with theoretical calculations performed within the framework of the microscopic Hartree - Fock - Bogoliubov plus quasi-particle random phase approximation model [2] (HFB-QRPA), the semi-classical approach with moving surface [3] (MSA) and the more traditional Lorentzian-type models using closed-form expressions [1]. Simplified version (SMLO) of the modified Lorentzian model (MLO1) was also proposed and tested in which the width is linearly dependent on the excitation and gamma-ray energies [4].

The shape parameters of the SMLO model were obtained by fitting the theoretical calculations for photoabsorption cross sections to the experimental data from the EXFOR library (<http://www-nds.iaea.org/exfor/>). The ready-to-use table of these parameters is given. These SMLO parameters are not too different (deviations of about ~ 10 - 15 %) from the standard GDR parameters which are extracted within standard Lorentzian model (SLO). The SMLO shape parameters can be also interpreted as the parameters of the isovector GDR, since the dipole RSF can be well approximated by the Lorentzian-like curve with parameters corresponding to the characteristics of the GDR in a range in the vicinity of the peak energy which was used in fitting procedure. Differences in GDR parameters for the SLO and SMLO models demonstrate the impact of the energy dependence of the width. Since this energy-dependence is not quite known, these deviations can be considered as the current physical uncertainty remaining when extracting the GDR parameters from a fit to experimental data.

The overall comparison of the calculations within different simple models and experimental data shows that the EGLO and MLO (SMLO) approaches with asymmetric shape of the RSF provide a unified and rather reliable simple method to estimate the

dipole RSF both for gamma-decay and for photoabsorption over a relatively wide energy interval ranging from zero to slightly above the GDR peak, at least when GDR parameters are known or GDR systematics can be safely applied to. Otherwise, the HFB-QRPA and semi-classical MSA seem to be more adequate to describe the dipole photoabsorption RSF, at least in spherical nuclei of light and medium mass.

The MLO (SMLO) approach is based on general relations between the RSF and the nuclear response function. Therefore they can potentially lead to more reliable predictions among simple models. However, the energy dependence of the width is governed by complex mechanisms of nuclear dissipation and is still an open problem. Reliable experimental information is needed to better determine the temperature and energy dependence of the RSF, so that the contributions of the different mechanisms responsible for the damping of the collective states can be further investigated. This should help to discriminate between the various closed-form models describing the dipole RSF.

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

1. T. Belgia, O. Bersillon, R. Capote, T. Fukahori, G. Zhigang, S. Goriely, M. Herman, A. V. Ignatyuk, S. Kailas, A. Koning, P. Oblozinsky, V. Plujko, P. Young. *IAEA-TECDOC-1506: Handbook for calculations of nuclear reaction data: Reference Input Parameter Library-2*, IAEA, Vienna, 2006, Ch.7; <http://www-nds.iaea.org/RIPL-2/>.
2. S. Goriely, E. Khan, M. Samyn, Nucl. Phys. A **739** 331 (2004).
3. V. I. Abrosimov, O. I. Davidovskaya, Ukrainian Phys. Jour. **51**, 234 (2006).
4. V. A. Plujko, I. M. Kadenko, E. V. Kulich, S. Goriely, O. I. Davidovskaya, O. M. Gorbachenko, *Book of Abs. workshop on photon strength functions and related topics, Prague, Czech Republic, June 17-20, 2007 (to be published in "PoS - Proceedings of Science")*.

SHELL CORRECTION, MAGIC NUMBERS AND MEAN FIELD

V. Yu. Denisov

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

The problem of proton and neutron magic numbers in the region of super-heavy nuclei is of crucial importance. Magic numbers are associated with the filling of nuclear shells. Therefore, nuclei with magic numbers of nucleons are more stable than their neighbors. A doubly magic super-heavy nucleus may have a long lifetime. A stability island can be formed around such a nucleus. However, experimental data available at the present time cannot provide an answer to the question which numbers are magic for spherical nuclei in the region of superheavy nuclei.

Different nuclear models predict different values of magic numbers for spherical nuclei in the region of super-heavy nuclei. For example, parameterizations of the nucleon mean field in the form of the Woods-Saxon potential led to the values of $Z = 114, 120$ and $N = 184$ in and to the values of $Z = 114$ and $N = 184$. Microscopic self-consistent calculations in the Hartree - Fock - Bogolyubov approximation with Gogny forces yielded $Z = 114, 120,$ and 126 and $N = 184, 164,$ and 228 . For protons, the magic numbers found on the basis of self-consistent microscopic calculations in the Hartree - Fock - Bogolyubov approximation with Skyrme forces depend on their parameterization and appear to be $Z = 120$ and 124 for the SkM^* parameterization; $Z = 120$ for the $SkI1, SkI3,$ and $SkI4$ parameterizations; $Z = 124$ and 126 for the $SLy4$ and SkP parameterizations; and $Z = 126$ for the SkO parameterization. In the case of neutrons, all these parameterizations lead to the value of $N = 184$. Calculations on the basis of relativistic mean-field models yield the magic-number values $Z = 106, 114, 120, 126, 132,$ and 138 and $N = 138, 164, 172, 184, 198, 216, 228, 238, 252, 258,$ and 274 . The semiempirical shell model for nuclear masses by Liran et al. leads to the magic-number values of $Z = 126$ and $N = 184$.

Distinctions between theoretical predictions for the proton and neutron magic numbers are quite significant in the region of super-heavy nuclei. Therefore it is necessary to understand the reason of such distinctions between magic numbers evaluated in various model.

For this goal we compare the proton and neutron mean fields [1]. As the result we find that the depths, diffuseness and radii of the well obtained in various approach are quite different.

The magic numbers are related to the deep local minima of the shell-corrections [2]. Therefore we

will investigate the dependence of shell corrections on the variations in the parameters (depth, radius, and diffuseness) of the central and spin-orbit components of the Woods - Saxon potential. For the input parameters of the mean-field potential, we will employ values from the universal set [3].

The main conclusions of the present study can be briefly formulated as follows:

in the region around $Z = 82$ and $N = 126$, variations in the parameters of the mean-field potential affect only slightly the values of shell corrections. The position of the deep local minimum in the shell corrections at $Z = 82$ and $N = 126$ is stable against variations in the parameters of the mean-field potential;

in the region of super-heavy nuclei, variations in the parameters of the mean-field potential change substantially the shell corrections and the positions of their local minima, this leading to a change in magic numbers. The effect of variations in the mean field on the shell corrections and magic numbers becomes stronger with increasing Z and N ;

variations in shell corrections in response to employing different nucleon mean-field potentials lead to different values of the magic numbers and to the dependence of nuclear masses and fission barriers on the number of nucleons in super-heavy nuclei;

shell corrections are the most sensitive to variations depth, radius, and diffuseness of central part and radius of spin-orbit part, since these variations have the strongest effect on the mean-field potential in the vicinity of the Fermi level;

for heavy and super-heavy nuclei, shell corrections for protons are usually more sensitive to variations in the parameters of the mean-field potential than shell corrections for neutrons;

in the region of super-heavy nuclei, magic numbers obtained within various self-consistent microscopic models can be reproduced by using the Woods - Saxon potential whose parameters are chosen appropriately.

1. V. Yu. Denisov, Phys. At. Nucl. **70**, 244 (2007).
2. V. M. Strutinskii, Yad. Fiz. **3**, 614 (1966) [Sov. J. Nucl. Phys. **3**, 449 (1966)]; V. M. Strutinsky, Nucl. Phys. A **95**, 420 (1967); **122**, 1 (1968).
3. S. Cwiok *et al.*, Comput. Phys. Commun. **46**, 379 (1987).

INTERACTION OF TWO DEFORMED ARBITRARY-ORIENTED NUCLEI

V. Yu. Denisov, N. A. Pilipenko

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

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

Nuclear reactions involving two deformed nuclei have been used in various laboratories for SHE production. The radiochemistry of SHE is done often in reactions between deformed actinide targets and well-deformed light projectiles. The sub-barrier fusion reactions between well-deformed isotopes of F, Ne and Mg are very important for the star burning, because these reactions determine the evolution of the stars and parameters of the equilibrium state of the hot stellar matter. Therefore it is interesting to study properties of the interaction potential between two deformed arbitrary-oriented nuclei.

The interaction potential between nuclei consists of nuclear, Coulomb and centrifugal parts. The Coulomb part is related to a six-dimensional integral. This integral can easily be solved only for two spherically symmetric charge distributions. However, the numerical evaluation of the Coulomb interaction between two deformed nuclei requires lengthy calculations. The calculation of nuclear part of nucleus-nucleus interaction in the framework of extended Thomas-Fermi approximations with the Skyrme force [1 - 4] relates to the numerical evaluation of three-dimensional integral. The nuclear part of a nucleus-nucleus potential is given by a six- or three-dimensional integrals in the framework of various models. Evaluation of these integrals is intricate numerical problem especially in the case when the ground-states of interacting nuclei are well-deformed. Due to this, it is very desirable to have simple and accurate approach for evaluation of the nucleus-nucleus potential between deformed arbitrary-oriented nuclei.

We obtained simple expression for the Coulomb interaction of two deformed arbitrary-oriented axial-symmetric nuclei [4]. Accurate approximation for nuclear part of interaction between these nuclei was also proposed [4]. Properties of total potentials between nuclei with prolate-prolate, prolate-oblate and

oblate-oblate deformations at various orientations are discussed. Particularities of the total potentials for the systems leading to super-heavy elements are considered in detail. The influence of quadrupole and hexadecapole deformations of both nuclei at various orientations on the barrier height and potential pocket properties is studied. The obtained expression for nucleus-nucleus potential approximates rather well the exact numerical calculations for various colliding systems.

We show that the nucleus-nucleus potential depends strongly on both the values of deformation parameters and mutual orientation of nuclei. The more compact nucleus-nucleus shapes lead to higher barrier height and deeper capture well. We point out here that properties of capture well determine shape evolution of nuclear system from touching configuration of two nuclei to compound-nucleus. The large depth and width of capture well are favourable for the successful capture of colliding nuclei and further formation of the compound-nucleus.

The deformation of both nuclei and mutual orientation of them strongly influence the barrier height and position. The range of barrier height variation induced by mutual orientation of heavy well-deformed nuclei is approximately 15 - 20 MeV. The range of barrier distance changing is around 2.5 fm. Due to this deformation of nuclei and their mutual orientation during approaching are extremely important for sub-barrier and near barrier heavy-ion fusion studies. We show that the experimental energies chosen for SHE formation in very asymmetric reactions are close to the side-side barrier height.

The leading deformation effect on the potential is related to the quadrupole deformation. However, the hexadecapole deformation of heavy nucleus is also very important for accurate evaluation of the barrier and especially capture well. Due to considerable quadrupole deformations in both nuclei and noticeable hexadecapole deformations, reactions Zn + Th, U are very promising for the synthesis of super-heavies.

1. V. Yu. Denisov, Phys. Lett. **B 526**, 315 (2002).
2. V. Yu. Denisov, W. Norenberg, Eur. Phys. J. **A 15**, 375 (2002).
3. V. Yu. Denisov, V. A. Nesterov, Ukr. Phys. J. **51**, 440 (2006); Phys. At. Nucl. **69**, 1472 (2006).
4. V. Yu. Denisov, N. A. Pilipenko, Phys. Rev. **C 76**, 014602 (2007).

BREMSSTRAHLUNG DURING α -DECAY OF HEAVY NUCLEI

S. P. Maydanyuk, V. S. Olkhovsky

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

In recent years many attempts have been made to study the nature of bremsstrahlung emission (Br) in α -decay of heavy nuclei. After the first experiments [1, 2] in measurement of Br spectra during α -decay of nuclei ^{210}Po , ^{214}Po , ^{226}Ra and ^{244}Cm , different models and approaches have been developed. One of the key ideas of such research lays in search of a new method of obtaining from the Br spectra a new information about dynamics of α -decay and dynamics of tunneling.

Difference between experimental spectra for ^{210}Po obtained in [1, 2] at different angles between directions of α -particle motion and photon emission, forms the three-dimensional picture of the α -decay with the accompanying Br in the spatial region of nuclear boundary. If the Br intensity is varied enough visibly with change of the angle, then the photon emission is able to influence essentially on the α -decay dynamics and, therefore, to change its entire characteristic. Therefore, *the angular analysis of Br in α -decay* opens a way to obtain new information about α -decay.

We have developed the model of Br during α -decay of heavy nuclei, main positions of which are presented in [3 - 5]. These recently published papers have already obtained international acceptance and are cited, for example, in such papers [6 - 9]. Let's note the main points of the model:

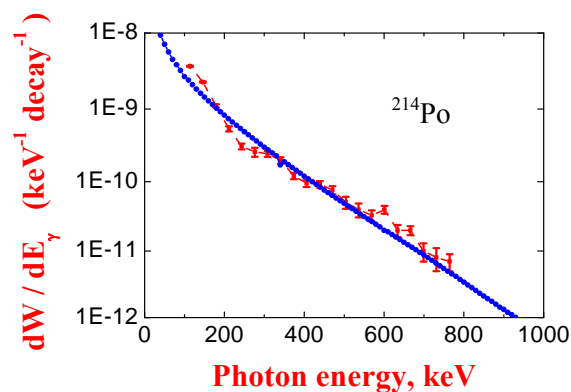
Br probability during α -decay is defined on the basis of matrix element of transition of compound quantum system (α -particle and daughter nucleus) from its state before the photon emission into its state after the photon emission;

the matrix element is calculated on the basis of quantum electrodynamics, without dipole and WKB approximations, application of Fermi rule;

dependence on orientation of directions of α -particle motion before and after photon emission and direction of photon emission is included;

α -nucleus potential is used from the newest data of α -decay [10].

Recently formed Russian-Italian group has obtained new accurate experimental Br spectrum for ^{214}Po . These data and results of calculations by our model are shown in Figure.



Bremsstrahlung probability in α -decay of ^{214}Po [11]: dash line – spectrum by our model, full points – experiment data.

One can see that our Br spectrum is in a good agreement with the experimental data that points out efficiency of our model [11]. At present day, this is the first nucleus, for which such good agreement has been obtained inside the photon energy region up to 750 keV (early it was obtained up to 400 keV).

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. G **23**, 1451 (1997); Phys. Rev. Lett. **85** (14), 3062 (2000).
3. S. P. Maydanyuk, V. S. Olkhovsky, Prog. Theor. Phys. **109** (2), 203 (2003); nucl-th/0404090.
4. S. P. Maydanyuk, S. V. Belchikov, Probl. At Sci. Tech. **44** (5), 19 (2004), nucl-th/0404013.
5. S. P. Maydanyuk, V. S. Olkhovsky, Eur. Phys. Journ. **A 28**, 283 (2006), nucl-th/0408022.
6. H. Boie *et al.*, Phys. Rev. Lett. **105** (2), 343 (2007); U. D. Jentschura *et al.*, nucl-th/0606005.
7. M. Ya. Amusia, Rad. Phys. Chem. **75**, 1232 (2005); M. Ya. Amusia, Вестник ВГУ, Серия: физ.-мат. **1**, 106 (2005).
8. M. Ya. Amusia, B. A. Zon, I. Yu. Kretinin, JETP **105** (2), 343 (2007).
9. K. S. Kim, Sae Mulli (Korean Physical Society) **53** (4), 318 (2006).
10. V. Yu. Denisov, H. Ikezoe, Phys. Rev. **C72**, 064613 (2005), nucl-th/0510082.
11. G. Giardina, N. V. Eremin, S. P. Maydanyuk, V. S. Olkhovsky *et al.* (Submitted to Euro. Phys. Journ. A).

ЯВИЩЕ ЧАСОВИХ РЕЗОНАНСІВ (ВИБУХІВ) ПРИ РОЗПАДІ СКЛАДЕНИХ ЯДЕР У ВИСОКОЕНЕРГЕТИЧНИХ ЯДЕРНИХ РЕАКЦІЯХ

В. С. Ольховський, М. Е. Долінська, С. О. Омельченко

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

Експоненційне зменшення енергетичного спектра, яке супроводжується невеликими осциляціями з енергією кінцевих фрагментів у високоенергетичних ядерних реакціях, незалежно від фрагментів, мішеней, видів частинок, їхніх енергій, було пояснено в авторських роботах [1, 2] при певних умовах сильного перекриття резонансів складених ядер новим, введеним авторами, явищем часових резонансів (вибухів).

Нами було ретельно теоретично обґрунтовано явище часового резонансу, що експериментально спостерігається досить часто у високоенергетичних ядерних реакціях. Запропонована нами методологія є більш самоузгодженим підходом у дослідженнях часової еволюції розглянутих реакцій порівняно з широковідомою традиційною моделлю складеного ядра Izumo - Araseki [3].

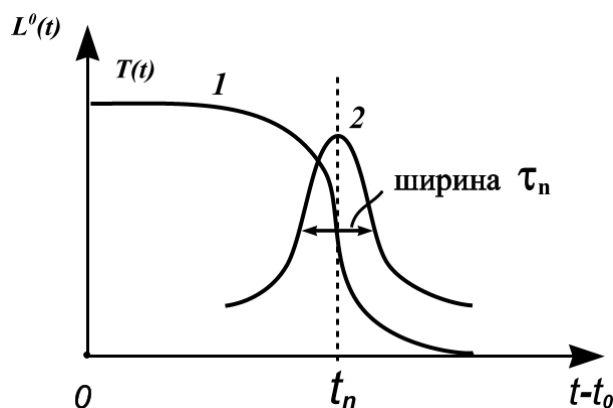


Рис. 1. 1 – $L^0(t)$, 2 – $I(t)$.

Для опису еволюції тривалості існування складеного ядра $L^c(t)$ (у момент t під час життя та розпаду після формування) застосовується функція $L^c(t) = 1 - \int_{(0)}^t dt I(t)$, де $I(t)$ – ймовірність

емісії. З цього співвідношення можна отримати строго неекспоненційну форму для $L^c(t)$ та $I(t)$, як показано на рис. 1.

На рис. 2 результати розрахунків енергії спектрів $\sigma_{inc,k}(E_k)$ (в довільних одиницях у логарифмічному масштабі) порівнюються з експериментальними даними [3].

Було також виконано розрахунки та зроблено узгоджене порівняння з експериментом для ряду інших реакцій [1, 2].

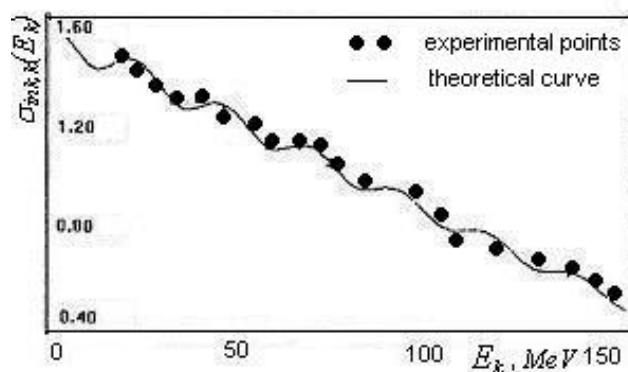


Рис. 2. Процес $p + C \rightarrow {}^7\text{Be}$ (енергія протонів 2.1 ГеВ).

1. V. Olkhovsky, M. Dolinska and S. Omelchenko, *Centr. Europ. Journ. Phys.* **4** (2), 223 (2006).
2. V. S. Olkhovsky, M. E. Dolinska, and S. A. Omelchenko, *Proc. of the International Conference "Current Problems in Nuclear Physics and Atomic*

Energy", Kyiv, Ukraine, May 29 - June 03, 2006 (Kyiv, 2007), part I, p. 346.

3. Ko Izumo, H. Araseki, *Progr. Theor. Phys.* **69**, 158 (1983).

ОГЛЯД ДОСЛІДЖЕНЬ ІЗ ПРОБЛЕМИ ЧАСУ ЯК КВАНТОВОЇ СПОСТЕРЕЖУВАЛЬНОЇ ВЕЛИЧИНИ

В. С. Ольховський

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

Нещодавно опубліковано авторську працю [1], яка є оглядом праць з 20-х років 20 ст. до досліджень початку 21 ст. разом з останніми авторськими результатами з проблеми часу як квантової спостережувальної величини. У цій праці остаточно завершено розробку теоретичного апарату часового аналізу квантових зіткнень та, зокрема, ядерних процесів, що базується на авторському введенні оператора часу та встановленні властивостей часу як квантово спостережувальної величини, канонічно спряженої до енергії. Цей апарат узагальнено для квантової електродинаміки.

Було розроблено єдиний самоузгоджений квантово-теоретичний підхід до визначення часів квантових зіткнень і, зокрема, часів тунелювання (*Olkhovsky - Recami approach*), який дозволив:

- 1) дати загальне самоузгоджене теоретичне визначення тривалості квантових процесів і зокрема ядерних реакцій та його застосування для деяких експериментальних вимірів тривалостей ядерних реакцій;
- 2) визначити границі застосування відомих

приблизних виразів часів тунелювання для ряду конкретних прикладів;

- 3) узагальнити і розширити ефект Хартмана, а також знайти умови його порушення;
- 4) передбачити нові часові ефекти в тунелюванні крізь два та декілька бар'єрів, які вже підтверджені новими оптичними та мікрохвильовими експериментами.

Результати досліджень кінетики та часового аналізу ядерних реакцій на основі розробленого автором теоретичного апарату надали можливість автору із співробітниками відкрити протягом останніх років нові ефекти *delay-advance effect* (явище затримки-випередження) [2] та *time resonance (explosion) phenomenon* (явище часового резонансу, або вибуху) [3].

1. V. S. Olkhovsky, E. Recami, *Int. J. Mod. Phys. A* **15**, 5063 (2007).
2. A. D'Arrigo, N. L. Doroshko, N. V. Eremin, V. S. Olkhovsky *et al.*, *Nucl. Phys. A* **564**, 217 (1993).
3. V. S. Olkhovsky, M. E. Dolinska, S. A. Omelchenko, *Central European Journal of Physics* **4** (2), 1 (2006).

НОВАЯ ФИЗИКА ЗА ПРЕДЕЛАМИ СТАНДАРТНОЙ МОДЕЛИ

Ю. М. Малюта, Т. В. Обиход

Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев

Современная физика высоких энергий базируется на идеологии дополнительных измерений. В контексте этой идеологии весьма перспективной является модель, описывающая спектры КК-партнеров гравитона и векторного бозона в пятимерном пространстве-времени с нефакторизуемой геометрией [1, 2]. Эта модель позволила решить проблему иерархии, т.е. связать две разные энергетические шкалы (шкалу Планка $M_P = 10^{19}$ ГэВ и шкалу $M = 10^4$ ГэВ) с помощью формулы

$$M_P = \sqrt{M^3 / k e^{kR\pi}},$$

где $k = 10^3$ ГэВ, а $R = 10^{-16}$ см определяет размер дополнительного измерения. Согласно этой формуле процессы, идущие при планковских энергиях, должны наблюдаться и на коллайдере ЛНС.

Цель настоящей работы – сравнить спектры КК-партнеров гравитона и векторного бозона с данными компьютерного моделирования, выполненного в работе [3].

Представим метрику пятимерной гравитации в виде $ds^2 = e^{-2k|y|} (\eta_{\mu\nu} + h_{\mu\nu}(x, y)) dx^\mu dx^\nu + (1 + \phi(x)) dy^2$, где $\eta_{\mu\nu}$ – метрический тензор Минковского, а $h_{\mu\nu}(x, y)$ – волновая функция гравитона, зависящая от координат x четырехмерного пространства-времени и от координаты y дополнительного измерения. Разлагая волновую функцию $h_{\mu\nu}(x, y)$ по системе ортонормированных функций $\chi_G^{(n)}(y)$ и применяя граничные условия $d\chi_G^{(n)}(y)/dy = 0$ при $y = 0, R\pi$, находим

$$J_1(\beta_n^G) = 0.$$

Несколько первых значений массы $M_n^G = \beta_n^G k$ КК-партнеров гравитона равны 3,83; 7,02; 10,17; 13,32; ... ТэВ.

Применяя тот же математический аппарат для векторного бозона $A_\mu(x, y)$, где x – координаты четырехмерного пространства-времени, а y – координата дополнительного измерения, находим

массы $M_n^A = \beta_n^A k$ КК-партнеров векторного бозона 2,40; 5,52; 8,65; 11,79; ... ТэВ. В работе [3] было выполнено компьютерное моделирование пространств КК-партнеров гравитона и векторного бозона, что представлено на рис. 1 и 2 (из [3]).

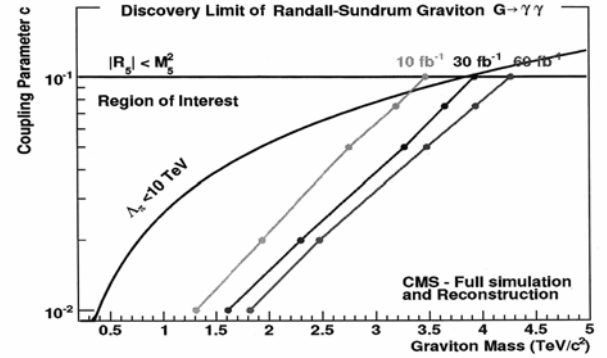


Рис. 1. Зависимость массы гравитона M_n^G (ТэВ/c²) от параметра взаимодействия c из [3].

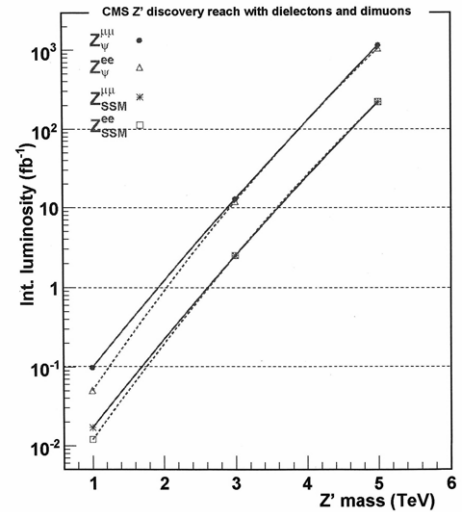


Рис. 2. Зависимость массы векторного бозона M_n^A (ТэВ) от интегральной светимости (fb^{-1}) из [3].

Из рис. 1 и 2 видно, что массы $M_1^G = 3,83$ ТэВ и $M_1^A = 2,40$ ТэВ удачно согласуются с теоретическими предсказаниями.

1. L. Randall and R. Sundrum, hep-ph/9905221.
2. A. Pomarol, hep-ph/9911294.
3. CMS Technical Design Report, vol. 2, CERN-LHCC-2006-021.

AdS/CFT-СООТВЕТСТВИЕ И МИКРОСКОПИЧЕСКИЕ ЧЕРНЫЕ ДЫРЫ

Ю. М. Малюта, Т. В. Обиход

Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев

Физика высоких энергий связана с поисками новой физики за пределами стандартной модели. Эти поиски ассоциируются с открытием новых частиц типа Калуца-Клейн-партнеров и суперпартнеров.

Рассмотрим микроскопическую черную дыру, определяемую геометрией [1]

$$AdS_5 \times S^5, \quad (1)$$

где AdS_5 - пятимерное пространство анти де Ситтера, S^5 - пятимерная сфера. Группой изометрии пространства (1) является группа

$$SU(2,2) \times SU(4) \subset SU(2,2|4).$$

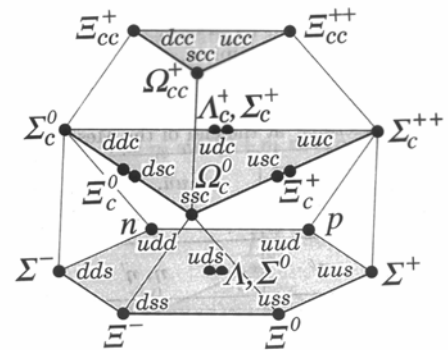
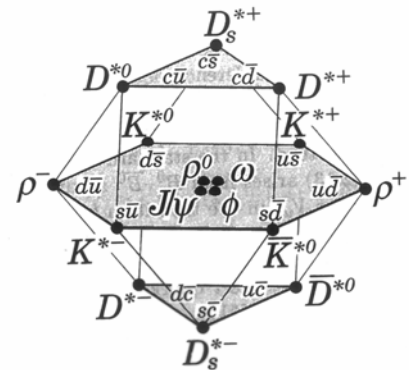
Рассмотрим следующие представления [2] супергруппы $SU(2,2|4)$.

$$D(1,0,0|6)_0 + D\left(\frac{3}{2}, \frac{1}{2}, 0|4\right)_2 + D\left(\frac{3}{2}, 0, \frac{1}{2}|\bar{4}\right)_2 + D(2,1,0|1)_2 + D(2,0,1|1)_2, \quad (2)$$

$$D(4,1,1|1)_0 + D\left(\frac{7}{2}, 1, \frac{1}{2}|\bar{4}\right)_2 + D\left(\frac{7}{2}, \frac{1}{2}, 1|4\right)_2 + D\left(3, \frac{1}{2}, \frac{1}{2}|\bar{15}\right)_1 + D(3,1,0|6)_2 + D(3,0,1|\bar{6})_2 + D\left(\frac{7}{2}, \frac{1}{2}, 0|4\right)_2 + D\left(\frac{7}{2}, 0, \frac{1}{2}|\bar{4}\right)_2 + D\left(\frac{5}{2}, \frac{1}{2}, 0|20\right)_2 + D\left(\frac{5}{2}, 0, \frac{1}{2}|\bar{20}\right)_2 + D(2,0,0|20)_0 + D(3,0,0|10)_0 + D(3,0,0|\bar{10})_0 + D(4,0,0|1)_0 + D(4,0,0|\bar{1})_0. \quad (3)$$

Среди мультиплетов $D(\Delta, J_1, J_2 | N)_q$ (Δ - конформная размерность, J_1, J_2 - спины, N - размерность N - плета группы $SU(4)$, q - квантовое число, классифицирующее КК-возбуждения) есть 15-плет векторных мезонов $D\left(3, \frac{1}{2}, \frac{1}{2}|\bar{15}\right)_1$ и

20-плет барионов $D\left(\frac{5}{2}, \frac{1}{2}, 0|20\right)_2$. Весовые диаграммы этих мультиплетов изображены на рисунке.



Весовые диаграммы 15-плета векторных мезонов $D\left(3, \frac{1}{2}, \frac{1}{2}|\bar{15}\right)_1$ и 20-плета барионов $D\left(\frac{5}{2}, \frac{1}{2}, 0|20\right)_2$.

Остальные мультиплеты $D(\Delta, J_1, J_2 | N)_q$ являются экзотическими Калуца - Клейн - партнерами и с их поисками связаны эксперименты на Large Hadron Collider (LHC) в ближайшее время.

1. Р. К. Townsend, hep-th/9901102.
2. Введение в супергравитацию: Сб. статей, под ред. С. Феррары, Дж. Тейлора (Мир, Москва, 1985), 304 с

СПЕКТРЫ СУПЕРСТРУН

Т. В. Обиход

Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев

Для открытия новых частиц за пределами стандартной модели применяется формализм суперструн. Спектры замкнутых суперструн рассчитываются нами в терминах $SU(4) \times U(1)$ -симметрии.

В работе [1] была получена классификация Dp-бран типа II. Эта классификация приведена в табл. 1, где функтор $\tilde{K}(S^k)$ описывает топологические заряды Dp-бран.

Для нахождения спектра безмассовых мод замкнутой суперструны типа II надо вычислить

тензорное произведение $(8_v + 8_c) \otimes (8_v + 8_c)$, а для нахождения спектра безмассовых мод замкнутой суперструны типа IIA – тензорное произведение $(8_v + 8_c) \otimes (8_v + 8_s)$. Результаты вычислений приведены в табл. 3 и 4 соответственно.

Функтор $\tilde{K}(S^k)$ является модулем Клиффорда над алгеброй Клиффорда [2]. Список алгебр Клиффорда и модулей Клиффорда приведен в табл. 2.

Таблица 1. Классификация Dp-бран с помощью K-функтора $\tilde{K}(S^k)$

Dp	D9	D8	D7	D6	D5	D4	D3	D2	D1	D0	D(-1)
S^{9-p}	S^0	S^1	S^2	S^3	S^4	S^5	S^6	S^7	S^8	S^9	S^{10}
$\tilde{K}(S^k)$	Z	0	Z	0	Z	0	Z	0	Z	0	Z

Таблица 2. Список модулей C_k^c и алгебр $\tilde{K}(S^k)$ Клиффорда

k	C_k^c	$\tilde{K}(S^k)$
1	$C \oplus C$	0
2	$C(2)$	Z
3	$C(2) \oplus C(2)$	0
4	$C(4)$	Z
5	$C(4) \oplus C(4)$	0
6	$C(8)$	Z
7	$C(8) \oplus C(8)$	0
8	$C(16)$	Z

Таблица 3. Спектр суперструны типа II

1_2
$4_{3/2} + 4_{3/2}$
$10_1 + 6_1 + 6_1 + 6_1$
$20_{1/2} + 20_{1/2} + \bar{4}_{1/2} + \bar{4}_{1/2} + \bar{4}_{1/2} + \bar{4}_{1/2}$
$20_0 + 15_0 + 15_0 + 15_0 + 1_0 + 1_0 + 1_0 + 1_0 + 1_0$
$\bar{20}_{-1/2} + \bar{20}_{-1/2} + 4_{-1/2} + 4_{-1/2} + 4_{-1/2} + 4_{-1/2}$
$\bar{10}_{-1} + 6_{-1} + 6_{-1} + 6_{-1}$
$\bar{4}_{-3/2} + \bar{4}_{-3/2}$
1_{-2}

Таблица 4. Спектр суперструны типа IIA

1_2
$\bar{4}_{3/2} + 4_{3/2}$
$15_1 + 6_1 + 6_1 + 1_1$
$20_{1/2} + \bar{20}_{1/2} + \bar{4}_{1/2} + \bar{4}_{1/2} + 4_{1/2} + 4_{1/2}$
$20_0 + 15_0 + 10_0 + \bar{10}_0 + 6_0 + 6_0 + 1_0 + 1_0 + 1_0$
$\bar{20}_{-1/2} + 20_{-1/2} + 4_{-1/2} + 4_{-1/2} + \bar{4}_{-1/2} + \bar{4}_{-1/2}$
$15_{-1} + 6_{-1} + 6_{-1} + 1_{-1}$
$\bar{4}_{-3/2} + 4_{-3/2}$
1_{-2}

Рассмотрим D1-брану, которая представляет собой замкнутую суперструну типа II, с которой ассоциирована алгебра Клиффорда $C(16)$ последней строки табл. 2 и модуль Клиффорда $\tilde{K}(S^8)$. Генераторами алгебры $C(16)$ являются гамма-матрицы γ_i , комбинации которых $J_{ij} = [\gamma_i \gamma_j] / 4$ определяют генераторы $SO(8)$ [3].

1. К. Olsen, R. J. Szabo, hep-th/9907140.
2. Д. Хьюзмоллер, *Расслоенные пространства* (Мир, Москва, 1985), 443 с.
3. М. Грин, Дж. Шварц, Э. Виттен *Теория суперструн* (Мир, Москва, 1990) Т.1. 520 с.

ЕФЕКТ ЗБІЛЬШЕННЯ ПЕРЕРІЗУ ЗРИВУ НА НАПІВПРОЗОРИХ ЯДРАХ

В. К. Тартаковський

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

Перерізи зриву кластерів 1 та 2, σ_1 та σ_2 дво-кластерного ядра з радіусом R_0 на важкому ядрі мішені з радіусом R і параметрами прозорості β та розмиття краю ядра Δ можна записати у деяких граничних випадках у вигляді:

$$\begin{aligned} \sigma_1 = \sigma_2 = & \pi R^2 \beta(2-\beta)(1-\beta)^2 + \\ & + \frac{\pi}{2} R R_0 \beta^2 (2-\beta)^2 + \pi^2 R \Delta \beta (1-\beta)^2 \times \\ & \times \left(1 - \frac{\beta}{2\sqrt{2}} - \frac{2-\beta}{\sqrt{2\pi}} \right), \quad R \gg R_0 \gg \Delta, \\ \sigma_1 = \sigma_2 = & \pi \left(R - \sqrt{\frac{\pi}{8}} \Delta \right)^2 \beta(2-\beta)(1-\beta)^2 + \\ & + \frac{\pi}{2} \left(R - \sqrt{\frac{\pi}{8}} \Delta \right) R_0 \beta^2 (2-\beta)^2 + \\ & + \pi^2 \left(R - \sqrt{\frac{\pi}{8}} \Delta \right) \Delta \beta \left(1 - \frac{5\beta}{2\sqrt{2}} + \frac{2\beta^2}{\sqrt{3}} - \frac{\beta^3}{4} \right), \\ & R \gg \Delta \gg R_0. \end{aligned}$$

Розглянемо випадки, коли $\Delta = 0$. У реакції зриву кластера слабкозв'язаного двокластерного ядра один із кластерів поглинається ядром-мішенню, а другий кластер відлітає. На чорному ядрі-мішені такий процес може відбуватися, коли один із кластерів попадає в область ядра, а другий летить повз нього. Але коли ядро-мішень є напівпрозорим, то процес зриву може статися й тоді, коли обидва кластери опиняться в ядрі й тільки один з них поглинається. Таке явище може помітно збільшити значення перерізу зриву на напівпрозорих ядрах. Прозорість ядра можна описати одним параметром β , який залежить від енергії падаючої складної частинки. Для чорного ядра $\beta = 1$, а для частково прозорого – $\beta < 1$ [1]. Збільшення перерізу зриву при $\beta < 1$ (але $\beta \geq 0,4$) в порівнянні з перерізом при $\beta = 1$ добре видно

для найпростішого випадку взаємодії падаючих дейтронів з важкими ядрами з різкою границею. У цьому випадку інтегральний переріз зриву σ буде мати доданок, пропорційний R^2 , де R – радіус ядра мішені, який відсутній у формулі Сербера для чорного ядра:

$$\sigma = \beta(2-\beta)(1-\beta)^2 \pi R^2 + \beta^2(2-\beta)^2 \sigma_s, \quad (1)$$

де σ_s – серберовський переріз зриву на чорному ядрі (коли $\beta = 1$). Розподіли звільнених кластерів (нуклонів) за кутами вильоту θ та енергіями E' при цьому будуть описуватися формулами, які також будуть мати доданки з R^2 :

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma(\zeta)}{d\zeta} = & \beta(2-\beta)(1-\beta)^2 \pi R^2 \frac{\zeta}{(1+\zeta^2)^{3/2}} + \\ & + \beta^2(2-\beta)^2 \frac{d\sigma_s(\zeta)}{d\zeta}, \quad \zeta = \theta \sqrt{\frac{E}{\varepsilon}}, \quad (2) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma(E')}{d\omega} = & \frac{\beta(2-\beta)(1-\beta)^2 R^2}{1+\omega^2} + \\ & + \beta^2(2-\beta)^2 \frac{d\sigma_s(E')}{d\omega}, \end{aligned}$$

$$\omega = \frac{E' - \frac{1}{2}E}{\sqrt{\varepsilon E}}, \quad (3)$$

де ε – енергія зв'язку дейтрона, а E – його кінетична енергія. Зазначений ефект можна виявити експериментально, якщо вимірювати перерізи (1) - (3) для різних енергій E . Цей ефект помітного збільшення перерізу зриву внаслідок прозорості ядер дозволяє задовільно описати відповідні експерименти для зриву падаючих дейтронів [2].

1. В. К. Тартаковський, УФЖ **8**, 142 (1963).
2. L. Schechter *et al.*, Phys. Rev. **90**, 633 (1953)

ОПТИЧНИЙ ПОТЕНЦІАЛ ДЛЯ ПІДБАР'ЄРНОГО ПРУЖНОГО РОЗСІЯННЯ ЛЕГКИХ СЛАБКОВ'ЯЗАНИХ ДЕЙТРОНОПОДІБНИХ ЯДЕР

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

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

У роботі одержано наближений аналітичний вираз для комплексного електричного оптичного потенціалу (ЕОП), який описує взаємодію слабков'язаних частинок з електричним полем ядра мішені, ураховує їх поляризованість та розвал і не містить розкладу по мультиполях.

У роботі [1] на основі наближеного три-

частинкового підходу до опису пружного розсіяння слабков'язаних дейтроноподібних (d) частинок (що складаються із зарядженого (p) та нейтрального (n) кластерів) в адіабатичному наближенні було одержано рівняння, що дає змогу розрахувати ЕОП чисельно,

$$\alpha = \frac{m_n}{m_d} k_p \left[\left(\frac{2\eta}{\rho} - 1 \right) H_0(\eta, \rho) F_0(\eta, \rho) - H'_0(\eta, \rho) F'_0(\eta, \rho) \right] = \frac{m_n}{m_d} k_p D. \quad (1)$$

У цьому рівнянні m_d - маса налітаючої частинки; $m_d = m_p + m_n$, m_p , m_n - маси відповідних кластерів; $\mu = (m_p m_n) / m_d$; $\alpha = \sqrt{2\mu \varepsilon_0 / \hbar^2}$; $k_p = (m_d / m_n) \sqrt{2\mu(V_d - \varepsilon_0) / \hbar^2}$; $\rho = k_p R$; Z_p , Z_T - заряди p-кластера та мішені; ε_0 - енергія зв'язку налітаючої частинки; η - параметр Зомерфельда, $V_p = Z_p Z_T e^2 / R$, $V_d = V_p - \Delta V$, ΔV - шукана комплексна добавка до потенціалу Кулона, що враховує можливість поляризації та розвалу налітаючої частинки в процесі розсіяння у зовнішньому електричному полі; $H_0 = G_0 + iF_0$ та G_0 , F_0 - кулонівські функції. Ця добавка і є ЕОП або потенціалом динамічної поляризованості.

Чисельно розраховані ЕОП було успішно застосовано до опису пружного розсіяння іонів ${}^6\text{He}$ ядрами ${}^{209}\text{Bi}$ [2].

Для аналізу (1) та одержання замкнутого виразу для ΔV було використано рівномірне наближення [3] для функцій G_0 , F_0 та їх похідних при $\eta \gg 1$ та розклад (1) в ряд по малому відношенню $\Delta V / \varepsilon_0$, а також збережено члени першого порядку малості. Як результат знайдено:

$$\Delta V \approx 2\varepsilon_0 \frac{\text{Re} d_0 + i \text{Im} d_0}{1 + 2iS'_0 \varepsilon_0 \text{Im} d_0}, \quad (2)$$

де $d = 1 - D(2\eta / \rho - 1)^{-\frac{1}{2}}$, $d_0 = d|_{\Delta V=0}$,

$$S'_0 = 2 \left(\frac{dS}{d\Delta V} \right)_{\Delta V=0} = \frac{1}{V_p} \frac{2\eta}{\rho} \left\{ S_0 + 2\rho \sqrt{\frac{2\eta}{\rho} - 1} \right\}.$$

та $S_0 = S(\Delta V = 0)$, а $S = \int_{\rho < 2\eta}^{2\eta} \sqrt{(2\eta / \rho - 1)} d\rho$.

Розрахунки дійсної та уявної частин ЕОП з використанням рівняння (1) та за наближеною формулою (2) для випадку розсіяння дейтронів та іонів ${}^6\text{He}$ ядрами ${}^{208}\text{Pb}$ добре узгоджуються між собою практично в усій області зміни R. Крім того, виявилось що $\text{Re} \Delta V$, починаючи з деяких відстаней, стає чисто дипольним ($\sim 1/R^4$), а поведінка $\text{Im} \Delta V$ суттєво відрізняється від дипольної. Розрахунки вказують на дальнодіючий характер ЕОП.

Така специфічна особливість взаємодії легких слабков'язаних дейтроноподібних частинок із важкими ядрами мішеней при білябар'єрних енергіях, як видно, є причиною нефізичної поведінки параметрів уявної частини оптичних потенціалів (аномально великі радіуси або дифузності), що одержуються при підгонці перерізів пружного розсіяння за традиційною оптичною моделлю [4]. Як показали обчислення врахування ЕОП дозволяє також уникнути аномальної енергетичної залежності параметрів оптичних потенціалів, що використовуються для опису перерізів злиття слабков'язаних нейтроннадлишкових ядер [5].

1. В. П. Вербицький, К. О. Теренецький, ЯФ **55**, 362 (1992).
2. L. Borowska, K. Terenetsky, V. Verbitsky, S. Fritzsche, Phys. Rev. C **76**, 034606 (2007).
3. M. V. Berry, K. E. Mount, Rep. Prog. Phys. **35**, 315 (1972).
4. E. F. Aguilera, J. J. Kolata, F. M. Nunes *et al.*, Phys. Rev. Lett. **81**, 5058 (1998).
5. Ю. А. Поздняков, К. О. Теренецький, Изв. РАН. Сер. физ. **67**, 1546 (2003).

CORRELATIONS IN THE PHOTON-PHOTON DECAY OF ALIGNED HIGHLY-CHARGED IONS

L. Ya. Borowska

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

Correlations in the photon-photon decay have been studied intensively both by theory and experiment. However, while most investigations in the past have dealt with neutral hydrogen or low- Z ions, recent interest was focused also on the region of high- Z ions. Details about the two-photon decay can be obtained by studying the angle-angle correlations between the two emitted photons. Such angle-resolved case studies often appear to be more sensitive to relativistic and nondipole effects [1]. In all theoretical investigations on the angular correlation of the emitted photons, the initially excited state of the ions was assumed to be not aligned, an assumption which is not well justified in most experiments. In fact, since the excited states are produced in radioactive recombination, collisional excitation, or inner-shell ionization, they are more often than not aligned if not even polarized along the direction of the incoming ion beam.

In the recent work the density matrix theory has been applied to investigate the photon-photon angular correlations in the (two-photon) decay of aligned hydrogenlike ion. Within this theory, the population of the excited ionic states and their subsequent decay are closely related to the so-called alignment parameters A_k . The relation between these alignment parameters and the angle-angle correlations of the subsequently emitted photons is obtained [2]

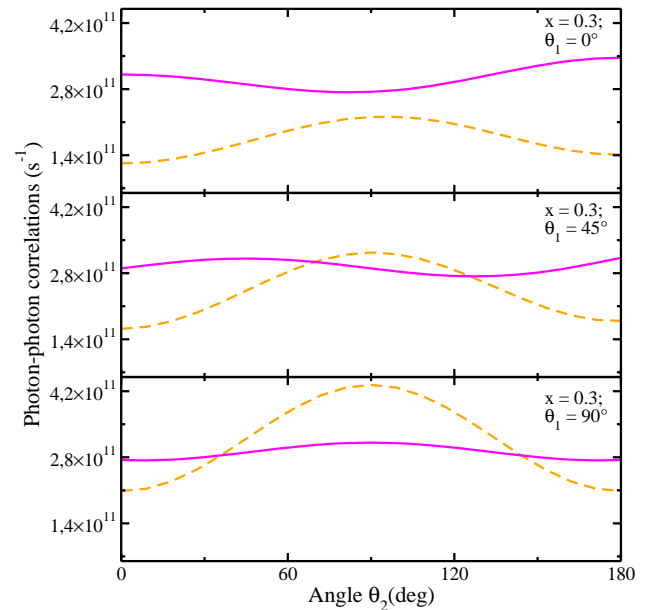
$$\frac{d^3W}{dx d\Omega_1 d\Omega_2}(x, \Omega_1, \Omega_2) = 2\pi (E_i - E_f) \frac{E_{\gamma_1} E_{\gamma_2}}{(2\pi)^3 c^2} \times$$

$$\times \frac{1}{\sqrt{2j_i + 1}} \sum_{\mu_f, \mu_i, \lambda_1, \lambda_2, k} |M_{fi}(\mu_f, \mu_i, \lambda_1, \lambda_2)|^2 (-1)^{j_i + \mu_i} \times$$

$$\times \langle j_i \mu_i, j_i - \mu_i | k 0 \rangle A_{k0} \quad (1)$$

in the framework of second-order perturbation theory, making use of the Coulomb Green function.

To explore how the alignment of the excited ionic state affects the angular correlation of the photons in the case of the two-photon decay, detailed computations have been carried for the $3d_{5/2} \rightarrow 1s_{1/2}$ decay of hydrogen-like uranium, U^{91+} . Figure displays the photon-photon correlation function (1) for the $3d_{5/2} \rightarrow 1s_{1/2}$ (two-photon) decay, following the REC into (initially) bare uranium at the projectile energy $T_p = 200$ MeV/u. Beside of the correlation functions for the initially ‘aligned’ ions (dashed



Photon-photon angular correlation (1) of the $3d_{5/2} \rightarrow 1s_{1/2}$ decay following REC into the $3d_{5/2}$ state of initially bare uranium ions at the projectile energy $T_p = 200$ MeV/u. The correlation functions are shown for the relative photon energy $x = 0.3$ and for the three (fixed) polar angles $\theta_1 = 0^\circ, 45^\circ, 90^\circ$. Beside of the correlation function for an initial alignment (- -), results are shown for the two-photon decay of unaligned ions (-).

line), results are shown also for the decay of unaligned ions (solid line). From the comparison of these two functions of the excited states a remarkable effect is found owing to the alignment by the electron capture. In fact, these computations differ only in the values of the alignment parameters, A_2 and A_4 , while the size (normalization) of the correlation functions is determined by the geometry of the photon detectors. As seen from this figure, both photons are likely emitted in the parallel (or back-to-back) direction, similar as for the unaligned case, but *now* predominantly in perpendicular to the initial quantization axis (the axis of alignment). Therefore, these computations clearly indicate that the knowledge about the population mechanism and, hence, the initial alignment of the ions is essential for the analysis of any measurement of the photon-photon emission pattern.

1. A. Surzhykov *et al.*, Phys. Rev. A **71**, 022509 (2005).
2. L. Borowska *et al.*, Phys. Rev. A **74**, 062516-1 (2006).

DINEUTRON CONFIGURATION IN ${}^6\text{He}$ NUCLEI

L. Ya. Borowska, K. O. Terenetsky, V. P. Verbitsky

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

One of the most interesting discoveries in the last decade is the neutron halo. Nuclear halo states have been found in a number of light nuclei close to the nucleon drip lines (${}^6\text{He}$, ${}^{11}\text{Li}$, ${}^{11}\text{Be}$, ${}^{14}\text{Be}$ and etc.). In nuclei near the drip line, the separation energy of the last nucleons becomes extremely small. Compared with the usual 6 - 8 MeV in stable nuclei, many drip line nuclei have either a nucleon or a two-nucleon separation energy that is less than 1 MeV. The neutron density distribution in such loosely bound nuclei shows an extremely long tail, called the neutron halo.

${}^6\text{He}$ is the lightest nucleus showing a halo structure. To a good approximation, it can be seen as a bound $\alpha + {}^2\text{n}$. In this cause ${}^6\text{He}$ ion with mass m_d has a 'deuteron-like' cluster structure: the charged core of the projectile ('proton') with mass m_p and charge Z_p and the neutral halo of the projectile ('neutron') with mass m_n . The effective nuclear two-body potential between the charged and neutral parts of the projectile is $V_{np}(r)$, the binding energy is $\varepsilon_0 \approx -0.975$ MeV. Let us consider the scattering of ${}^6\text{He}$ nucleus in a strong Coulomb field of ${}^{209}\text{Bi}$ with $Z_T \gg 1$. The radius-vector for the center-of-mass of the projectile is \mathbf{R} , the relative position vector is \mathbf{r} , the radius-vectors of the core is \mathbf{r}_p , the reduced mass which is associated with relative motion of the halo in the field of the charged core is μ .

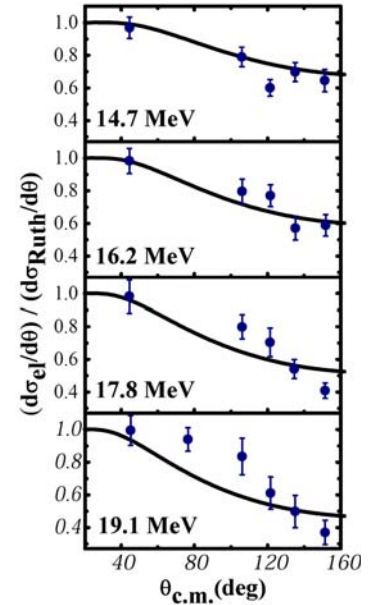
In the framework of the adiabatic approximation [1] we can find the equation for the wave function for the relative motion of the charged and neutral parts of the projectile at a given center-of-mass coordinate \mathbf{R} (depends parametrically on R)

$$\left[\frac{\hbar^2 \Delta_r}{2\mu} + \varepsilon_0 + \delta V(R) + \frac{Z_p Z_T e^2}{R} - \frac{Z_p Z_T e^2}{r_p} - V_{np}(r) \right] \varphi^+(\mathbf{r}, \mathbf{R}) = 0. \quad (1)$$

The complex amount $\delta V(R)$ can describe the polarization as well as breakup. Using the potential $\delta V(R)$ found from solution of the Eq. (1), we calculate the differential cross-section of ${}^6\text{He} + {}^{209}\text{Bi}$ elastic scattering at sub-barrier energies in the framework of the optical model.

Comparison of our theoretical predictions with experimental data [2] is shown on the Figure. The solid curve shows the contribution of the breakup

and polarization processes in forming the cross-sections. These cross-section differ substantially from Rutherford cross-sections even deep in the sub-barrier energy region. As seen from this figures, the satisfactorily agreement is found for the calculated elastic scattering cross-sections when compared with the measurements by E. F. Aguilera *et al* [2].



Elastic differential cross sections for the collision of low-energy ${}^6\text{He}$ ions by ${}^{209}\text{Bi}$ nuclei as function of the scattering angle θ in the centre-of-mass frame. The cross sections are taken relative to the cross sections of a pure Rutherford scattering and are shown for the four collision energies as observed experimentally [2].

In conclusion, this result is obtained without parameter variation and with assuming only that the structure of the projectile is purely ${}^6\text{He} = {}^4\text{He} + {}^2\text{n}$ configuration. So, the adiabatic model proposed here for the interaction of the light neutron halo nuclei with the Coulomb field of heavy nuclei makes it possible to take into account the possibility of polarization and breakup of the projectile nucleus. Analysis of the experimental data on the ${}^6\text{He}$ elastic scattering by ${}^{209}\text{Bi}$ cross-sections at the near-barrier energies has revealed the existence of relatively great probability of dineutron configuration in the ground state of this nucleus. Thus, sufficiently accurate measurements of elastic scattering of the halo nuclei would constitute a reliable method for studying the dynamic and structural properties of these particles.

1. L. Borowska *et al.*, PRC **76**, 034606 (2007).
2. E. F. Aguilera *et al.*, PRL **84**, 5058 (2000).

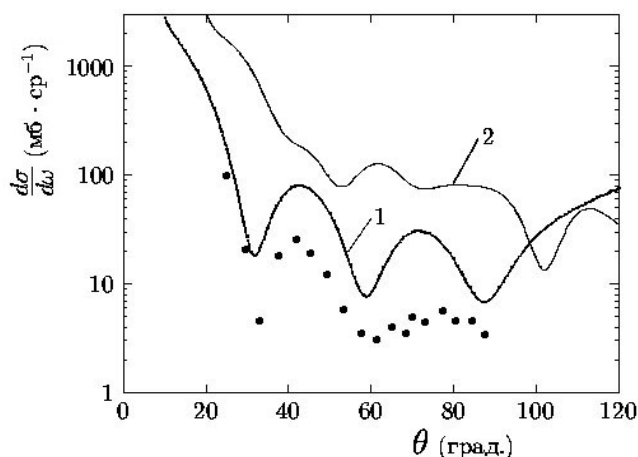
ТРЕХТЕЛЬНЫЕ КАНАЛЫ РЕАКЦИИ ПРИ СТОЛКНОВЕНИЯХ ${}^4\text{He}$ С ${}^6\text{Li}$

Ю. Е. Козырь

Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев

На основании микроскопического рассмотрения столкновений ${}^4\text{He}$ с ${}^6\text{Li}$ построена система интегродифференциальных уравнений, описывающая относительное движение фрагментов в двух- и трехчастичных каналах реакции. Структурный базис задачи образован совокупностью оболочечных волновых функций нуклонов в каждом из фрагментов канала. В расчет включены по одному заведомо наиболее интенсивному каналу каждого типа: упругий канал ${}^4\text{He} + {}^4\text{He}$ и трехтельный канал $\alpha + d + \alpha$. Для основного состояния ${}^6\text{Li}$ брались волновые функции доминирующего состояния модели оболочек с промежуточной связью, для осцилляторного радиуса оболочечного потенциала выбрано значение $b = \sqrt{\hbar/m\omega} = 1.5$ фм. Для ${}^4\text{He}$ и ${}^2\text{H}$ значения b составляли 1.367 и 1.414 фм соответственно. Нуклон-нуклонный потенциал брался в форме Волкова только для четных состояний относительного движения в паре взаимодействующих нуклонов (см. [1]). С учетом вычислительных возможностей расчет ограничивался прямым механизмом упругого рассеяния и также прямым механизмом расщепления ядра-мишени ${}^6\text{Li}$ (основное состояние) налетающим ядром ${}^4\text{He}$ с лабораторной энергией 29.4 МэВ, для которой имелись экспериментальные данные [2]. В этом случае относительное движение фрагментов в обоих каналах описывается двумя функциями всего двух независимых радиальных переменных. Эти функции раскладывались по собственным состояниям J – полного углового момента системы нуклонов, решения находились для первых 15 состояний. При каждом значении J строилась динамическая система, которая дискретизировалась с шагом ≈ 0.1 фм по каждой из независимых переменных до расстояний, где можно было ожидать достаточного спада ядерной составляющей взаимодействия фрагментов по сравнению с их кулоновским взаимодействием. На внешнем краю дискретизованного пространства задачи волновая функция упругого канала сшивалась с обычным внешним кулоновским решением, волновая функция трехтельного канала сшивалась с минимальным приближением внешнего трехтельного кулоновского решения, построенным из волновых функций Кулона для пар фрагментов. Одновременная сшивка внутренних и внешних решений во всех каналах позволяла

получить матрицу столкновений, зависящую от непрерывной переменной, задающей распределение энергии относительного движения в трехтельной системе между фрагментами расщепления ${}^6\text{Li}$. После интегрирования соответствующих компонент S -матрицы по этой переменной стандартным образом находились дифференциальные сечения упругого рассеяния.



Дифференциальные сечения упругого рассеяния ${}^6\text{Li}(\alpha, \alpha){}^6\text{Li}$ при $E_{\alpha}(\text{лаб.}) = 29.4$ МэВ. 1 – результаты расчета; 2 – характерный результат предшествующих микроскопических расчетов [4]. Точки – эксперимент [2].

Как видно из рисунка, полученный результат отвергает одну из главных предпосылок предыдущих вариантов расчета такого типа [3, 4], в которых учитывались только двутельные каналы реакции. При этом включение даже значительно большего числа основных неупругих каналов слабо улучшало расчетные сечения упругого рассеяния, на порядок превосходящие эксперимент. В то же время предпринятое в настоящем расчете включение только одного из возможных трехчастичных каналов позволило сразу обеспечить наилучшее за последнее десятилетие описание эксперимента, указывая на возможность заметного влияния трехтельных процессов даже на упругое рассеяние, традиционно считающееся наиболее интенсивным каналом реакции.

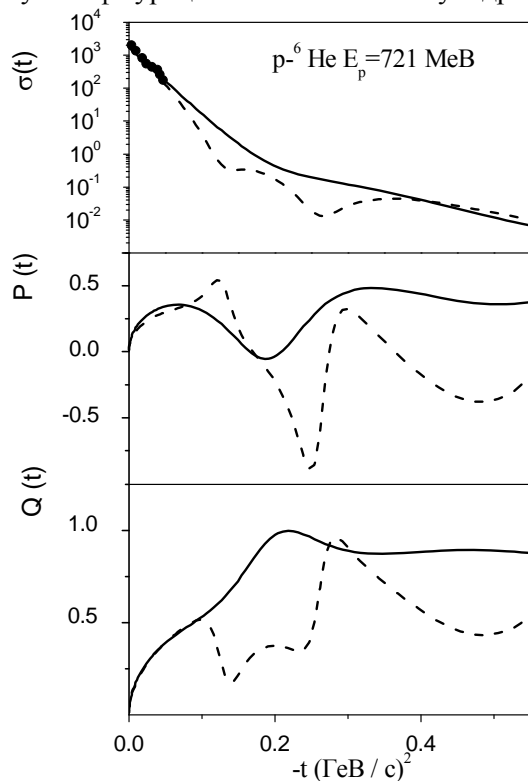
1. Ю. Е. Козырь, Изв. РАН. Сер. физ. **70**, 294 (2006).
2. S. Matsuki, J.Phys. Soc. Japan. **24**, 1203 (1968).
3. Y. Fujiwara, Y. C. Tang, Progr. Theor. Phys. **93**, 357 (1995).
4. Ю. Е. Козырь, Изв. РАН. Сер. физ. **69**, 737 (2005).

ЗАЛЕЖНІСТЬ СПОСТЕРЕЖУВАНИХ ВЕЛИЧИН У ПРУЖНОМУ РОЗСІЯННІ ПРОТОНІВ ПРОМІЖНИХ ЕНЕРГІЙ НА ЯДРІ ${}^6\text{He}$ ВІД ЙОГО СТРУКТУРИ

В. П. Михайлюк, Ю. О. Поздняков

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

У варіаційних розрахунках у рамках методу резонуючих груп із точним врахуванням принципу Паулі отримано найбільш імовірну геометричну конфігурацію основного стану ядра ${}^6\text{He}$



Диференціальний переріз $\sigma(t)$ (мбн/(Гев/с)²), поляризація $P(t)$ і функція повороту спіна $Q(t)$ для пружного p - ${}^6\text{He}$ розсіяння при енергії 721 МеВ. Експериментальні дані з робіт [2, 3].

(динейтронну $\alpha - {}^2n$ та лінійну трикластерну $n - \alpha - n$).

Для цих конфігурацій виконано розрахунок (див. рисунок) характеристик пружного розсіяння протонів з енергією $E_p = 721$ МеВ на ядрі ${}^6\text{He}$ [1].

Показано, що розрахований диференціальний переріз пружного p - ${}^6\text{He}$ розсіяння узгоджується з експериментально виміряним.

Показано, що наявні експериментальні дані з пружного розсіяння протонів (переріз пружного розсіяння в області переданих імпульсів $-t \leq 0,1$ (Гев/с)²) не дозволяє зробити обґрунтований висновок щодо переваги тієї чи іншої геометричної конфігурації основного стану ядра ${}^6\text{He}$, отриманої у варіаційних розрахунках. Установлено, що дані з поляризації та функції повороту спіна в області переданого імпульсу $-t \geq 0,1$ (Гев/с)² дають змогу зробити більш надійний висновок щодо найбільш імовірної геометричної конфігурації ядра ${}^6\text{He}$ в основному стані.

1. В. П. Михайлюк, Ю. А. Поздняков, Ядерна фізика та енергетика **2(20)**, 38 (2007).
2. Y. Suzuki, M. Takahashi, R. G. Lovas, and K. Varga, Nucl. Phys. A **706**, 123 (2002).
3. S. R. Neumaier., G. D. Alkhasov, M. N. Andronenko *et al.*, Nucl. Phys. A **712**, 247 (2002).

ВПЛИВ ЗМІШУВАННЯ СТАНІВ МУЛЬТИПЛЕТІВ У ЯДРІ ^{27}Al НА ПЕРЕРІЗИ НЕПРУЖНОГО РОЗСІЯННЯ НЕЙТРОНІВ

І. О. Корж, М. Т. Скляр, А. Д. Фурса

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

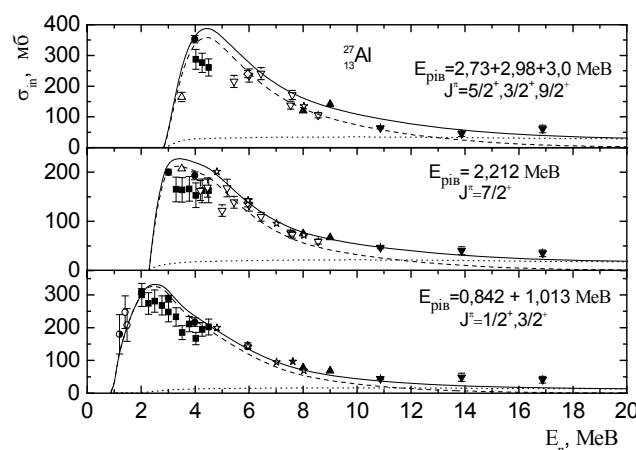
Властивості алюмінію, як основи багатьох конструкційних матеріалів, на даний час вивчено достатньо повно. Малий переріз захвату нейтронів ядром алюмінію зробив його одним із найважливіших металів атомної техніки. Однак, деякі ядерні характеристики алюмінію до цього часу вивчено недостатньо.

На сьогодні для ядра алюмінію, згідно з літературними даними, в області енергій (0,3 - 25) MeV є тільки фрагментарні дослідження параметрів оптичного потенціалу і застосовності моделі збудженого остова (МЗО) [1] до опису перерізів непружного розсіяння. Тому можна зробити висновок, що проведення цих досліджень у широкому діапазоні енергій є актуальними задачами, на рішення яких і була націлена дана робота.

Теоретичний аналіз експериментальних даних проведено в рамках оптико-статистичного підходу [2], основою якого є сферична оптична модель (СОМ), метод зв'язаних каналів (МЗК), МЗО та сучасні варіанти статистичної моделі (СМ). Для розрахунків перерізів із залученням цих моделей нами було отримано індивідуальний набір параметрів оптичного потенціалу за програмою ABAREX [3] і параметри формули Гільберта - Камерона [4] для щільності рівнів безперервного спектра.

Пряму компоненту непружного розсіяння нейтронів зі збудженням найнижчих рівнів ядра алюмінію розраховано за МЗО, в якій основний стан ^{27}Al розглядається як протонна дірка в $1d_{5/2}$ оболонці, слабо зв'язана з кором ^{28}Si . Найнижчі збуджені стани ядра ^{27}Al зі спінами від $1/2^+$ до $9/2^+$ формуються зв'язком цієї протонної дірки зі станами 2^+ і 4^+ в ^{28}Si . Переріз прямого збудження колективного рівня 2^+ ^{28}Si , який розподіляється між квінтетом рівнів ^{27}Al , обчислено за МЗК (програма ECIS94 [5]) у рамках ротаційної моделі. Обчислені перерізи прямого непружного збудження рівнів квінтету було поправлено на ефект змішування основного і збудженого станів з $J^\pi = 5/2^+$. Поправка приводить до значного зменшення перерізів прямого непружного розсіяння на фактор $(1 - A^2)$ для $J^\pi \neq 5/2^+$ і $(1 - 2A^2)^2$ для $J^\pi = 5/2^+$, де A – амплітуда змішування станів ($A = 0,436$ [6]). Використане нами значення амплітуди змішування станів узгоджується з теоретично обчисленим нами (0,417).

Обчислені перерізи добре узгоджуються з експериментальними в широкій області енергій. На рисунку, як приклад, наведено результати порівняння експериментальних перерізів непружного розсіяння нейтронів зі збудженням перших рівнів ядра ^{27}Al (літературні дані) з теоретичними розрахунками.



Енергетична залежність перерізів непружного розсіяння нейтронів зі збудженням перших рівнів ядра ^{27}Al . Точки – експеримент (літературні дані), криві: суцільна - результати розрахунків за СМ і МЗО, штрихова - за СМ, пунктирна - за МЗО.

На завершення сформулюємо основні висновки щодо механізмів розсіяння. 1. Із теоретичного аналізу випливає, що компаундний механізм дає помітний внесок у перерізи пружного розсіяння навіть при енергії близько 12 MeV, а в збудженні мультиплету рівнів при енергіях до 11 MeV він домінує. 2. Прямий механізм пружного розсіяння домінує над компаундним в усьому досліджуваному діапазоні енергій. Компоненти прямої взаємодії для досліджуваних рівнів мультиплету ядра ^{27}Al домінують тільки при енергіях, вищих за 12 MeV.

1. P. Hodgson, *Nuclear Reactions and Nuclear Structure* (Clarendon Press, Oxford, 1971), 661 p.
2. І. О. Корж, М. Т. Скляр, УФЖ **47**, 525 (2002).
3. R. Lawson, A. Smith, ABAREX. ANL/NDM (1999).
4. A. Cameron Gilbert, *Can. J. Phys.* **43**, 1446 (1965).
5. J. Raynal, Notes on ECIS-94. ISSN 0429 – 3460.
6. G.M. Crawley and G.T. Garvey, *Phys. Rev.* **167**, 1070 (1968).

ДОСЛІДЖЕННЯ МЕХАНІЗМІВ РОЗСІЯННЯ ШВИДКИХ НЕЙТРОНІВ
ЯДРАМИ КОБАЛЬТУ

І. О. Корж, М. Т. Скляр, Т. І. Яковенко

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

Одноізотопність кобальту і належність його до конструкційних матеріалів ядерних реакторів сприяли накопиченню значної експериментальної інформації про перерізи взаємодії нейтронів з ядрами кобальту в області енергій реакторного спектра. Особливу увагу було приділено дослідженню повних перерізів і перерізів пружного та непружного розсіяння швидких нейтронів як бази нейтронних даних, яка сприяє як створенню бібліотеки оцінених даних, так і уточненню параметрів моделей нейтрон-ядерної взаємодії. Проте до теперішнього часу не було зроблено критичного аналізу експериментальної інформації, одержаної в різних лабораторіях, і не проведено теоретичного аналізу цієї сукупності експериментальних даних.

Зроблений нами порівняльний аналіз отриманих нами і тих, що є в літературі, перерізів взаємодії нейтронів з ядром ^{59}Co в області енергій (0,5 - 22) MeV показав, що дані експериментів різних лабораторій загалом добре узгоджуються між собою, незважаючи на існування помітних розбіжностей у даних з пружного та особливо непружного розсіяння нейтронів. Цих даних достатньо для визначення на базі їх теоретичного аналізу параметрів нейтрон-ядерної взаємодії і для дослідження механізмів розсіяння нейтронів у широкому діапазоні енергій.

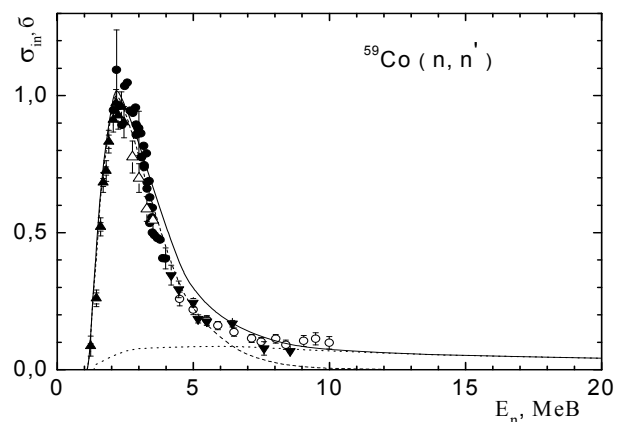
Теоретичний аналіз експериментальних даних з перерізів взаємодії швидких нейтронів з ядром ^{59}Co проведено в рамках оптико-статистичного підходу [1], підґрунтям якого є сферична оптична модель (СОМ), метод зв'язаних каналів (МЗК), модель збудженого остова (МЗО) та сучасні варіанти статистичної моделі (СМ). Для розрахунків перерізів із залученням цих моделей нами отримано індивідуальний набір параметрів оптичного потенціалу для ядра кобальту на базі аналізу експериментальних диференціальних перерізів пружного розсіяння нейтронів:

$$\begin{aligned} V_c &= (49,53 - 0,31E) \text{ MeV}; \quad V_{s0} = 7,5 \text{ MeV}; \\ W_c &= (12,58 - 0,51E + 0,0174E^2) \text{ MeV}; \quad (1) \\ a_v &= a_w = 0,65 \text{ Фм}; \quad b = 0,47 \text{ Фм}; \\ \Gamma_v &= \Gamma_w = \Gamma_{s0} = 1,25 \text{ Фм}. \end{aligned}$$

Компаундні компоненти перерізів розсіяння нейтронів було розраховано за СМ з використанням програм ECIS-94 [2] та ABAREX [3], а вклад прямої компоненти непружного розсіяння нейтронів зі збудженням найнижчих рівнів ядра кобальту – за МЗО [4]. Обґрунтування використання

МЗО зроблено нами, виходячи з розрахунків енергетичної структури найнижчих станів цього ядра в рамках моделі взаємодіючих нуклонів і фононів.

Порівняння обчислених перерізів з експериментальними показало, що обчислені перерізи добре узгоджуються з експериментальними. На рисунку, як приклад, наведено результати порівняння суми експериментальних перерізів непружного розсіяння зі збудженням семи перших рівнів ядра кобальту (літературні дані) з теоретичними розрахунками.



Перерізи непружного розсіяння нейтронів зі збудженням семи перших рівнів ядра ^{59}Co . Точки – літературні експериментальні дані, криві – результати розрахунків за СМ і МЗО (суцільна), за СМ (штрихова) та за МЗО (пунктирна).

Адекватний опис перерізів розсіяння нейтронів з ядрами кобальту в широкій області енергій дозволяє надійно зробити висновки щодо механізмів розсіяння. Із аналізу випливає, що компаундний механізм дає суттєвий внесок у перерізи пружного розсіяння для енергій нейтронів до 8 MeV, а в збудженні мультиплету рівнів при енергіях до 6 MeV він домінує. Прямий механізм пружного розсіяння домінує над компаундним в усьому досліджуваному діапазоні енергій. Компоненти прямого непружного розсіяння нейтронів зі збудженням досліджуваних рівнів мультиплету ядра ^{59}Co домінують тільки при енергіях, вищих за 7 MeV.

1. І. О. Корж, М. Т. Скляр, А. Д. Фурса, УФЖ **52**, 10 (2007).
2. J. Raynal, Notes on ECIS-94. ISSN 0429 - 3460. CEA - N - 2772 (1994).
3. R. D. Lawson and A. B. Smith, ABAREX. ANL/NDM (1999).
4. P. E. Hodgson, *Nucl. Reactions and Nucl. Structure* (Clarendon Press, Oxford, 1971), 661 p.

СЕРЕДНІ РЕЗОНАНСНІ ПАРАМЕТРИ ЯДЕР СЕЛЕНУ І ЦИРКОНІЮ

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

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

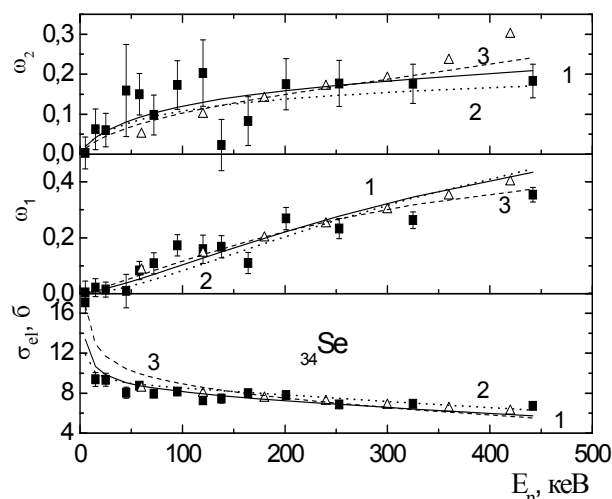
Середні резонансні параметри (нейтронні силові функції S_l і радіуси потенціального розсіяння R'_l) протягом багатьох років є предметом інтенсивних експериментальних і теоретичних досліджень, метою яких є вдосконалення теоретичних розрахунків за оптичною моделлю при низьких енергіях нейтронів та проведення розрахунків різних нейтронних перерізів у прикладних цілях.

Раніше нами було визначено повні набори середніх резонансних параметрів $S_0, S_1, R'_0, R'_1, S_{1,1/2}, S_{1,3/2}$ парних ізотопів кадмію та олова з аналізу середніх експериментальних диференціальних перерізів пружного розсіяння нейтронів з енергією до 450 кеВ за допомогою розробленого нами методу [1]. Метод дозволяє також перевіряти наявні в літературні параметри на їх відповідність експерименту. Установлено, що частина рекомендованих для ряду ізотопів параметрів [2] не узгоджується з експериментальними даними.

У даній роботі наведено результати визначення резонансних параметрів для ядер селену і цирконію з природним складом ізотопів. У літературі для них є досить багато розрізнених даних, в основному для S_0 і S_1 . Як правило, вони визначені з аналізу параметрів усього 10 - 20 ізольованих резонансів, що дуже мало для отримання надійних результатів. Тому вони мають значні похибки (в ізотопів селену до 100 %) і суттєві розбіжності між даними різних авторів. Проведений нами аналіз показав, що частина з них не відповідає експериментальним даним з диференціальних перерізів пружного розсіяння.

Результати наших досліджень для ядер селену наведено на рисунку. Тут символами наведено експериментальні дані з коефіцієнтів розкладу

$\sigma_{el}(\theta)$ за поліномами Лежандра - $\sigma_{el}, \omega_1, \omega_2$, узяті з літератури, і кривими результати розрахунків: 1 - із параметрами даної роботи, визначеними з підгонки до даних, позначених темними квадратами; 2 - з набором параметрів роботи [3]; 3 - з рекомендованими параметрами [2] S_0, S_1, R'_0 (решту параметрів визначено нами з підгонки). Параметри даної роботи найбільш оптимально описують експеримент як за величиною χ^2 , так і візуально на графіках. Вони також добре узгоджуються з існуючими залежностями від A [2]. У ході аналізу встановлено, що рекомендований параметр $S_1 = 0,88$ для ядра селену є заниженим (мінімум у два рази).



Енергетична залежність експериментальних і розрахованих величин $\sigma_{el}, \omega_1, \omega_2$ для ядра ^{34}Se .

Аналогічні дослідження проведено і для ядер цирконію.

Отримані в даній роботі середні резонансні параметри ядер ^{34}Se і ^{40}Zr наведено в таблиці.

Середні резонансні параметри ядер ^{34}Se і ^{40}Zr

Ядро	$S_0 \cdot 10^4$	$S_1 \cdot 10^4$	$R'_0, \text{Фм}$	$R'_1, \text{Фм}$	$S_{1,1/2} \cdot 10^4$	$S_{1,3/2} \cdot 10^4$
^{34}Se	1,10(25)	1,95(26)	7,44(26)	0,88(45)	0,67(1,0)	2,59(32)
^{40}Zr	0,55(15)	6,10(30)	6,90(22)	0,90(57)	4,74(1,1)	6,78(30)

1. М. М. Pravdivy, I. O. Korzh, M. T. Sklyar, Ukr. J. Phys. **49**, 627 (2004).
 2. S. F. Mughabghab, M. Divadeenam, N. E. Holden, *Neutron Cross Section*. BNL (Academic Press, N. Y.

- London, 1981), **1**, Part. A, 823 p.
 3. А. Б. Попов, Г. С. Самосват, *Краткие сообщения ОИЯИ* (Дубна, 1986) **18**, с. 30.

РОЗПАД РЕЗОНАНСІВ ЯДРА ${}^7\text{Li}$ В ТРИЧАСТИНКОВИХ КАНАЛАХ РЕАКЦІЇ ${}^7\text{Li}(\alpha, \alpha){}^7\text{Li}^*$

**О. Ф. Німець¹, Ю. М. Павленко¹, В. Л. Шаблов², Ф. І. Карманов², В. О. Кива¹,
В. М. Добріков¹, О. К. Горпинич¹, І. М. Коломісць¹, Б. А. Руденко¹, Ю. Я. Карлишев¹,
А. П. Войтер¹, І. О. Мазний¹, С. Є. Омельчук¹, Ю. С. Рознюк¹**

¹Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

²Інститут атомної енергетики, Обнінськ, Росія

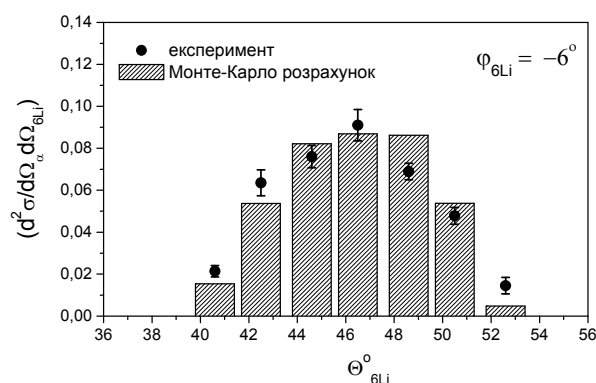
У тричастинкових реакціях, на відміну від бінарних, утворення та розпад ядер віддачі відбувається в присутності супутньої (третьої) частинки, ядерне та кулонівське поле якої може впливати на процеси розпаду нестабільних станів ядер віддачі. У випадку короткоживучих резонансів ($\tau \sim 10^{-22}$) спостережувані в тричастинкових реакціях положення резонансних піків та їх ширин можуть суттєво відрізнятися від даних, отриманих у бінарних реакціях, що було пояснено розвинутою в [1, 2] модифікованою теорією взаємодії в кінцевому стані. Для біляпорогових резонансів розроблена в [1 - 3] теорія передбачає також зміну співвідношення ймовірностей розпаду по різних каналах.

Процес збудження та розпаду резонансів ядра ${}^7\text{Li}$ в реакції ${}^7\text{Li}(\alpha, \alpha){}^7\text{Li}^*$ досліджувався в кінематично повних та неповних експериментах на циклотроні У-120 ІЯД НАН України при енергії пучка α -частинок $E_\alpha = 27,2$ МеВ [4].

В інклюзивних спектрах альфа-частинок, а також спектрах $\alpha\alpha$ - та αt -збігів виявлено зсув положення третього збудженого стану ${}^7\text{Li}^*(5/2)$ на величину $\Delta E^* = -(0,150 \pm 0,03)$ МеВ порівняно з даними, отриманими при дослідженні бінарного процесу αt -розсіяння ($E^* = 6,68$ МеВ [5]). Теоретичні розрахунки показують, що саме таку зміну резонансної енергії можна очікувати при врахуванні впливу кулонівського поля супутньої α -частинки на розпад короткоживучого резонансу ${}^7\text{Li}^*$ з шириною $\Gamma \sim 0,9$ МеВ. Для резонансів ${}^7\text{Li}^*(7,45$ МеВ) і ${}^7\text{Li}^*(4,63$ МеВ), час життя яких на порядок більший, відповідний зсув становить $\Delta E^* \sim 0,02$ МеВ, тобто знаходиться в межах похибок даного експерименту.

Вимірювались також кутові $\alpha^6\text{Li}$ -кореляції, що відповідають збудженню та розпаду біляпорогового резонансу ${}^7\text{Li}^*(7,45$ МеВ) в реакції ${}^7\text{Li}(\alpha, \alpha^6\text{Li})n$. Альфа-частинки реєструвались під фіксованим кутом $\Theta_\alpha = 34^\circ$ ($\varphi_\alpha = 180^\circ$), а ядра ${}^6\text{Li}$ під різними кутами $\Theta_{6\text{Li}}$ навколо заданого куту $\Theta_{7\text{Li}^*} = 46,5^\circ$ ($\varphi_{7\text{Li}^*} = 0^\circ$) напрямку руху центра інерції ${}^7\text{Li}^*(7,45$ МеВ). У межах $\Delta\Theta_{6\text{Li}} = 12^\circ$ кутові кореляції вимірювались для трьох значень кутів $\varphi_{6\text{Li}} = -6^\circ$ (див. рисунок); 0° ; $3,3^\circ$. Отримані дані з кутових кореляцій та перерізів збудження

${}^7\text{Li}^*(7,45$ МеВ) використано для визначення ймовірності розпаду цього резонансу в канал ${}^6\text{Li} + n$. Диференціальний переріз, що відповідає розпаду в усьому діапазоні можливих кутів $\Omega_{6\text{Li}}$, визначався з урахуванням сумарного значення ефективного тілесного кута реєстрації [6].



Кутова залежність диференціальних перерізів реакції ${}^7\text{Li}(\alpha, \alpha^6\text{Li})n$ та розрахованих за методом Монте-Карло значень ефективного тілесного кута реєстрації [6] для одного з кутів $\varphi_{6\text{Li}}$.

Визначена ймовірність розпаду $P({}^6\text{Li} + n) = 0,49 \pm 0,06$ суттєво відрізняється від даних, отриманих у бінарних реакціях ${}^3\text{H}(\alpha, n){}^6\text{Li}$, ${}^3\text{H}(\alpha, \alpha){}^3\text{H}$, ${}^6\text{Li}(n, n){}^6\text{Li}$ та ${}^6\text{Li}(n, \alpha){}^3\text{H}$, де резонанс ${}^7\text{Li}^*(7,45$ МеВ) збуджується й розпадається як ізольована система. У рамках теорії багаточастинкових реакцій [1 - 3] виявлену відмінність можна пояснити як тричастинковий ефект при розпаді біляпорогового резонансу.

1. В. В. Комаров, А. М. Попова, Ф. І. Карманов *и др.*, ЭЧАЯ **23**, 1035 (1992).
2. В. В. Комаров, А. М. Попова, В. Л. Шаблов, *Динамика систем нескольких квантовых частиц* (Московский университет, Москва, 1996).
3. G. Fazio, G. Giardina, F. I. Karmanov, V. L. Shablov *et al.*, Int. Journ. Mod. Phys. E **5**, 175 (1996).
4. О. Ф. Німець, Ю. М. Павленко, В. Л. Шаблов *та ін.*, Ядерна фізика та енергетика **1** (19), 36 (2007).
5. D. R. Tilley, C. M. Cheves, J. L. Godwin *et al.*, Nucl. Phys. A **708**, 3 (2002).
6. Yu. N. Pavlenko, Problems of atomic science and technology. Ser. Nucl. Phys. Inv. **6** (45), 11 (2005).

КУТОВІ КОРЕЛЯЦІЇ ПРОДУКТІВ РЕАКЦІЙ ${}^7\text{Li}(\alpha, \alpha^6\text{Li})n$ ТА ${}^7\text{Li}(\alpha, t)\alpha$

Ю. М. Павленко¹, Н. Л. Дорошко¹, О. С. Бондаренко^{1,2}

¹Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ
²Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ

У роботі [1] кореляції непружно розсіяних α -частинок з ядрами ${}^6\text{Li}$ з розпаду ${}^7\text{Li}^*(7,45 \text{ MeV}) \rightarrow {}^6\text{Li} + n$ вимірювались у межах неповного тілесного кута розпаду $\Omega_{6\text{Li}}$. Кутовий діапазон реєстрації ядер ${}^6\text{Li}$ охоплював усі можливі кути розпаду $\Theta_{6\text{Li}}$ ($\Delta\Theta_{6\text{Li}} \sim 12^\circ$) та значну частину можливих кутів $\phi_{6\text{Li}}$ ($\Delta\phi_{6\text{Li}} \sim 9^\circ$). На підставі того, що сумарний ефективний тілесний кут реєстрації ядер ${}^6\text{Li}$ з розпаду ${}^7\text{Li}^*$ був достатньо великим ($\Delta\Omega_{6\text{Li}}/4\pi \sim 0,5$ для кожного зі значень $\phi_{6\text{Li}}$), у [1] з урахуванням ефективності реєстрації (ефективного тілесного кута), розрахованої в наближенні ізотропного розпаду, визначено повну ймовірність розпаду ${}^7\text{Li}^*(7,45 \text{ MeV}) \rightarrow {}^6\text{Li} + n$.

Оскільки відомо, що розпад стану ${}^7\text{Li}^*(7,45 \text{ MeV})$ зі спіном $J^\pi = 5/2^-$ ([2]) не може бути ізотропним, виникла необхідність більш детально дослідити просторові розподіли розпаду цього стану в канал ${}^6\text{Li} + n$. З цією метою диференціальні перерізи реакції ${}^7\text{Li}(\alpha, \alpha^6\text{Li})n$, отримані в [1] при $E_\alpha = 27,2 \text{ MeV}$, проаналізовано з розділенням внесків верхньої та нижньої кінематичних гілок (рис. 1), що відповідають розпаду в передню та задню півсферу кутів у системі центра мас збудженого стану ${}^7\text{Li}^*(7,45 \text{ MeV})$. Для переходу в систему центра інерції ядра, що розпадається, ураховано якобіан переходу.

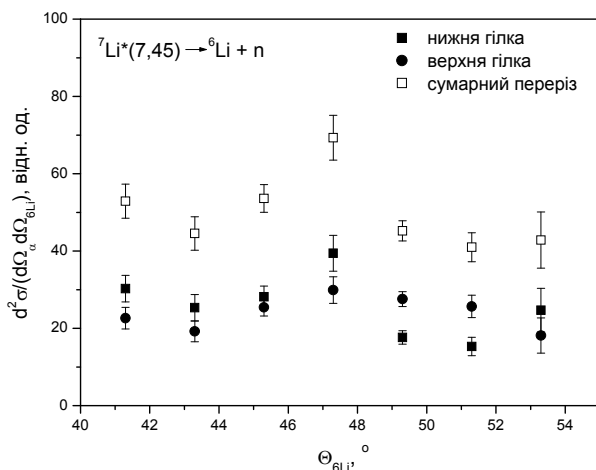


Рис. 1. Перерізи, що відповідають розпаду ${}^7\text{Li}^*(7,45 \text{ MeV})$ у реакції ${}^7\text{Li}(\alpha, \alpha^6\text{Li})n$ ($\Theta_\alpha = 34^\circ$, $\phi_\alpha = 180^\circ$, $\phi_{6\text{Li}} = 0^\circ$).

З метою тестування коректності застосування в [1] методу вимірювань імовірностей розпаду біляпорогових станів ядер, запропонованого в [3], аналізувався також кутовий розподіл α -частинок із розпаду основного стану ядра ${}^8\text{Be}$ в супутній реакції ${}^7\text{Li}(\alpha, t)\alpha$ (рис. 2). Завдяки нульовому спіну ${}^8\text{Be}_{\text{oc}}$ кутовий розподіл продуктів розпаду в системі центра мас цього нестабільного ядерного стану повинен бути ізотропним.

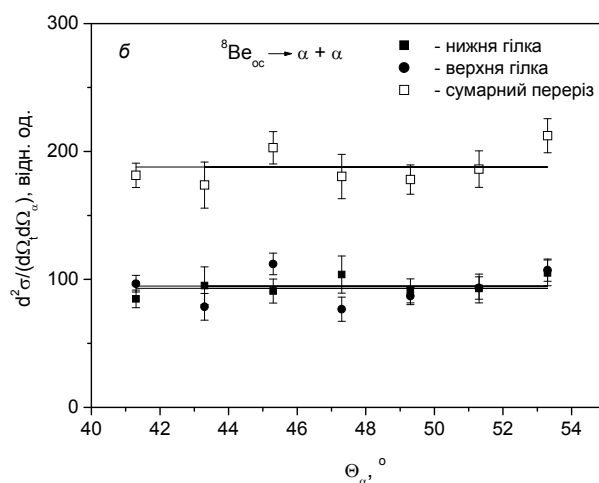


Рис. 2. Перерізи, що відповідають розпаду ${}^8\text{Be}_{\text{oc}} \rightarrow \alpha + \alpha$ в реакції ${}^7\text{Li}(\alpha, t)\alpha$ ($\Theta_\alpha = 34^\circ$, $\phi_t = 180^\circ$, $\phi_\alpha = 0^\circ$). Лінії відповідають усередненим значенням для кожного з розподілів.

Близькість до ізотропного (див. рис. 1) кутового розподілу процесу розпаду ${}^7\text{Li}^*(7,45 \text{ MeV})$ підтверджує результати, отримані в [1], зокрема виявлений ефект зміни співвідношення гілок розпаду в ${}^6\text{Li} + n$ та $\alpha + t$ канали порівняно з даними для бінарних реакцій. Як видно з рис. 2, кутовий розподіл α -частинок із розпаду основного стану ядра ${}^8\text{Be}$ має ізотропний характер, що вказує на адекватність застосованих у даній роботі методів та розрахунків.

1. О. Ф. Німець, Ю. М. Павленко, В. Л. Шаблов *та ін.*, Ядерна фізика та енергетика **1** (19), 36 (2007).
2. D. R. Tilley, C. M. Cheves, J. L. Godwin *et al.*, Nucl. Phys. A **708**, 3 (2002).
3. Yu. N. Pavlenko, Problems of atomic science and technology. Ser. Nucl. Phys. Inv. **6** (45), 11 (2005).

**ПРОСТОРОВІ РОЗПОДІЛИ ТА ЙМОВІРНІСТЬ РОЗПАДУ
ЗБУДЖЕНОГО СТАНУ ${}^7\text{Li}^*(7,45 \text{ MeV})$ У РЕАКЦІЇ ${}^7\text{Li}(\alpha, \alpha'{}^6\text{Li})n$**

**Ю. М. Павленко¹, В. Л. Шаблов², О. С. Бондаренко^{1,3}, О. К. Горпинич¹, В. М. Добріков¹,
Н. Л. Дорошко¹, Ю. Я. Карлишев¹, Ф. І. Карманов², В. О. Кива¹, І. М. Коломісць¹,
С. Є. Омельчук¹, В. В. Осташко¹, Ю. С. Рознюк¹, Б. А. Руденко¹, І. А. Тирас²**

¹Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

²Інститут атомної енергетики, Обнінськ, Росія

³Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ

Ймовірність розпаду резонансу ${}^7\text{Li}^*$ в [1] визначалась на основі експериментальних даних із кутових кореляцій, що вимірювались у межах неповного тілесного кута розпаду $\Omega_{6\text{Li}}$. З метою тестування результатів [1] у даній роботі аналізуються нові дані [2], отримані за допомогою позиційно-чутливого детектора (ПЧД) для повного тілесного кута розпаду ядра ${}^7\text{Li}^*(7,45 \text{ MeV})$ у реакції ${}^7\text{Li}(\alpha, \alpha'{}^6\text{Li})n$ при $E_\alpha = 27,2 \text{ MeV}$.

Як і в [1], реєстрація непружно розсіяних α -частинок здійснювалась за допомогою телескопа ΔE - та E -детекторів. Новим елементом був напівпровідниковий ПЧД, що використовувався для реєстрації ядер ${}^6\text{Li}$ з розпаду резонансу ${}^7\text{Li}^*(7,45 \text{ MeV})$ у канал ${}^6\text{Li} + n$. Геометрія вимірювань ілюструється на рис. 1.

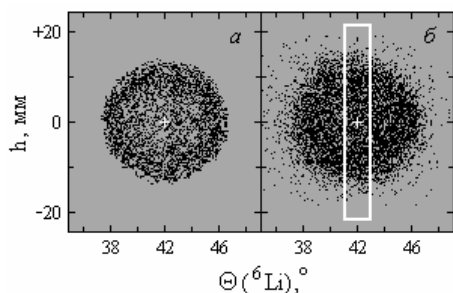


Рис. 1. Розподіл подій реєстрації ядер ${}^6\text{Li}$ з розпаду ${}^7\text{Li}^*(7,45 \text{ MeV})$ у реакції ${}^7\text{Li}(\alpha, \alpha'{}^6\text{Li})n$, змодельований за методом Монте-Карло для площини ПЧД, установленого під кутом $\Theta = 42^\circ$, що відповідає напрямку руху центра інерції ${}^7\text{Li}^*(7,45 \text{ MeV})$ при реєстрації непружно розсіяних α -частинок під кутом $\Theta_\alpha = 44^\circ$. Розрахунки виконано для ідеальних умов вимірювань та ширини стану $\Gamma = 0$ (а), а також для реальних умов вимірювань та $\Gamma = 89 \text{ keV}$ [3] (б). Біла лінія – апертура ПЧД.

Просторовий розподіл імовірностей розпаду наведено на рис. 2, з якого видно, що розподіл має симетричну (подібну до кільця) форму з центром, який відповідає напрямку руху центра інерції резонансу ${}^7\text{Li}^*(7,45 \text{ MeV})$. Повна ймовірність розпаду цього резонансу в канал ${}^6\text{Li} + n$ становить $0,56 \pm 0,03$. Це значення в межах по-

хибок узгоджується з результатом роботи [1] ($0,49 \pm 0,06$) й відрізняється від даних, отриманих у бінарних процесах ${}^6\text{Li}(n, n){}^6\text{Li}$ та ${}^6\text{Li}(n, \alpha){}^3\text{H}$, де резонанс ${}^7\text{Li}^*(7,45 \text{ MeV})$ збуджується й розпадається як ізольована система [3]. Згідно з розрахунками в рамках модифікованої теорії взаємодії в кінцевому стані [4 - 6] виявлену відмінність можна пояснити впливом кулонівського поля супутньої α -частинки на розпад біляпорогових резонансів у тричастинкових реакціях.

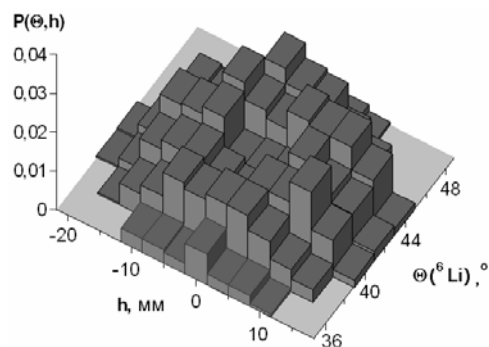


Рис. 2. Розподіл імовірності розпаду резонансу ${}^7\text{Li}^*(7,45 \text{ MeV})$ у канал ${}^6\text{Li} + n$ у реакції ${}^7\text{Li}(\alpha, \alpha'{}^6\text{Li})n$ ($E_\alpha = 27,2 \text{ MeV}$, $\Theta_\alpha = 44^\circ$). Напрямок руху центра інерції ${}^7\text{Li}^*(7,45 \text{ MeV})$ відповідає значенням $\Theta_{6\text{Li}} = 42^\circ$, $h = 0$ ($\phi_{6\text{Li}} = 0^\circ$).

1. О. Ф. Німець, Ю. М. Павленко, В. Л. Шаблов *та ін.*, Ядерна фізика та енергетика **1** (19), 36 (2007).
2. Ю. М. Павленко, В. Л. Шаблов, О. С. Бондаренко *та ін.*, Ядерна фізика та енергетика **2** (20), 65 (2007).
3. D. R. Tilley, C. M. Cheves, J. L. Godwin *et al.*, Nucl. Phys. A **708**, 3 (2002).
4. В. В. Комаров, А. М. Попова, Ф. І. Карманов *и др.*, Физика ЭЧАЯ **23**, 1035 (1992).
5. В. В. Комаров, А. М. Попова, В. Л. Шаблов, *Динамика систем нескольких квантовых частиц* (Московский университет, Москва, 1996).
6. G. Fazio, G. Giardina, F. I. Karmanov, V. L. Shablov *et al.*, Int. Journ. Mod. Phys. E **5**, 175 (1996).

СООТНОШЕНИЕ ВЕТВЕЙ РАСПАДА ОКОЛОПороГОВОГО РЕЗОНАНСА ${}^7\text{Li}^*(7,45 \text{ МэВ})$ В РЕАКЦИИ ${}^7\text{Li}(\alpha, \alpha){}^7\text{Li}^*$

В. Л. Шаблов¹, Ю. Н. Павленко², И. А. Тырас¹, Н. Л. Дорошко²

¹Институт атомной энергетики, Обнинск, Россия
²Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев

Как известно, при образовании резонанса R в конечном состоянии трехчастичной реакции $p + T \rightarrow k + R \rightarrow k + i + j$ его распадные характеристики (местоположение резонансного пика, его ширина и форма резонансной кривой) оказываются зависящими от кинематики конечного состояния, что является следствием влияния на процесс образования и распада резонанса кулоновского и ядерного поля сопутствующих ядер [1 - 3].

Как следует из развитой теории и ряда экспериментов (см. [1, 2]), в случае резонанса, удаленного от порога распада, может наблюдаться смещение и уширение резонансной кривой, зависящие от кулоновского параметра. В случае околопороговых резонансов кулоновский параметр ν является комплексным, что в некоторых случаях приводит к сужению резонанса и изменению соотношения ветвей распада [3].

В данной работе развитая в [1 - 3] теория применена к описанию свойств распада околопорогового резонанса ${}^7\text{Li}^*(7,45 \text{ МэВ})$, возбуждаемого при неупругом рассеянии α -частиц с энергией 27,2 МэВ ядрами ${}^7\text{Li}$. Как следует из рис. 1, экспериментальное наблюдение смещения и изменения формы резонанса ${}^7\text{Li}^*(7,45 \text{ МэВ})$, обусловленных влиянием кулоновского поля сопутствующей α -частицы, является затруднительным.

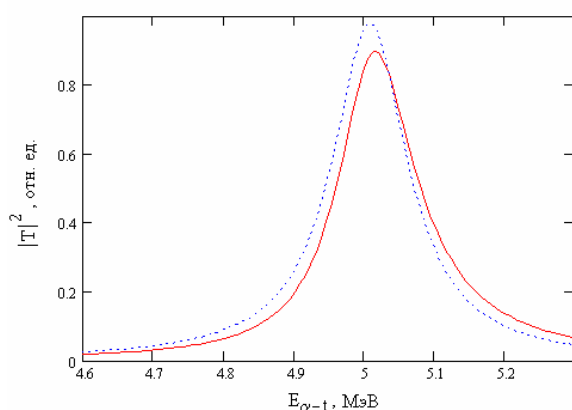


Рис. 1. Расчет формы резонанса ${}^7\text{Li}^*(7,45 \text{ МэВ})$, распадающегося в канал $\alpha + t$ в реакции ${}^7\text{Li}(\alpha, \alpha)t$ ($E_\alpha = 27,2 \text{ МэВ}$). Штриховая кривая – расчет в приближении Мигдала - Ватсона, сплошная – с учетом влияния кулоновского поля сопутствующей α -частицы на распад околопорогового резонанса.

Более выразительно эффект проявляется в изменении соотношения ветвей распада этого резонанса по каналам $\alpha + t$ и ${}^6\text{Li} + n$, что видно из приведенных на рис. 2 отношений сечений, соответствующих распаду в канал ${}^6\text{Li} + n$, к полному сечению распада. Результаты расчета отличаются от данных, полученных при возбуждении резонанса ${}^7\text{Li}^*(7,45 \text{ МэВ})$ в бинарных реакциях ${}^6\text{Li}(n, n){}^6\text{Li}$ и ${}^6\text{Li}(n, \alpha)t$ ($\sigma_n/\sigma_{\text{tot}} = 0,71$ [4], где σ_n и σ_{tot} – сечение упругого рассеяния и полное сечение взаимодействия нейтронов с ядрами ${}^6\text{Li}$ в области резонанса соответственно), и хорошо согласуются с экспериментальными данными, полученными для вероятности распада ${}^7\text{Li}^*(7,45 \text{ МэВ})$ в канал ${}^6\text{Li} + n$ при исследовании трехчастичных каналов реакции ${}^7\text{Li}(\alpha, \alpha){}^7\text{Li}^*$ ($0,49 \pm 0,06$ в [5] и $0,56 \pm 0,03$ в [6]).

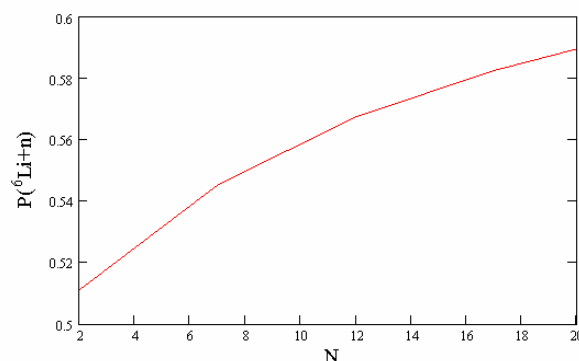


Рис. 2. Зависимость отношения сечения, соответствующего распаду ${}^7\text{Li}^*(7,45 \text{ МэВ}) \rightarrow {}^6\text{Li} + n$, к полному сечению распада от величины энергетического интервала интегрирования резонансных кривых ($\Delta E^* = N\Gamma$, где Γ – ширина резонанса).

1. В. В. Комаров, А. М. Попова, Ф. И. Карманов и др., Физика ЭЧАЯ. **23**, 1035 (1992).
2. В. В. Комаров, А. М. Попова, В. Л. Шаблов, Динамика систем нескольких квантовых частиц (Московский университет, Москва, 1996).
3. G. Fazio, G. Giardino, F. I. Karmanov, V. L. Shablov et al., Int. Journ. Mod. Phys. E **5**, 175 (1996).
4. A. B. Smith et al., Nucl. Phys. A **373**, 305 (1982).
5. О. Ф. Німець, Ю. М. Павленко, В. Л. Шаблов та ін., Ядерна фізика та енергетика. **1 (19)**, 36 (2007).
6. Ю. М. Павленко, В. Л. Шаблов, О. С. Бондаренко та ін., Ядерна фізика та енергетика. **2 (20)**, 65 (2007).

**ПРУЖНЕ РОЗСІЯННЯ ДЕЙТРОНІВ ЯДРАМИ ^{58}Ni ТА ^{124}Sn
ПРИ ПІДБАР'ЄРНИХ ЕНЕРГІЯХ**

**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, В. О. Кива, Т. О. Корзина, О. В. Обознава**

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

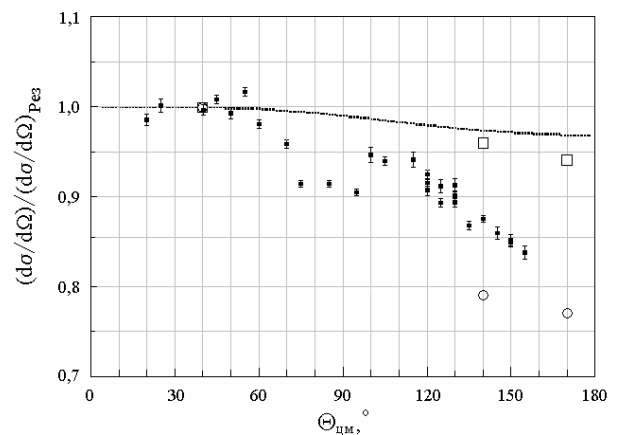
На цей час досягнуто значних успіхів у мікроскопічному описанні пружного та непружного розсіяння сильнов'язаних частинок (p , t , ^3He , α , ^{12}C тощо), тоді як інтерпретація розсіяння слабкоз'язаних, особливо нейтронадлишкових ядер (^6He , $^9,^{11}\text{Li}$), набагато складніша у зв'язку з необхідністю врахування динамічних ефектів, зумовлених їх просторовою структурою. У деяких теоретичних підходах [1] розглядається „дейтроноподібна” кластерна структура нейтронадлишкових ядер, наприклад ^6He , з сильнов'язаним α -кластером в якості „протона”. У рамках цієї теорії з урахуванням процесів розщеплення та поляризації нейтронадлишкових ядер удається задовільно описати перерізи підбар'єрного пружного розсіяння „дейтроноподібних” ядер [1, 2], за винятком особливостей кутових розподілів, виявлених у [2].

З метою тестування вказаної та інших теоретичних моделей, які активно розробляються для пояснення властивостей екзотичних ядер, у даній роботі досліджується процес підбар'єрного пружного розсіяння дейтронів як ядра з найпростішою двокластерною структурою. Слід зазначити, що існуючі на цей час дані з пружного розсіяння дейтронів важкими ядрами в області енергій навколо кулонівського бар'єра обмежуються отриманими в [3, 4] значеннями перерізів для кількох точок кутового розподілу.

Диференціальні перерізи пружного розсіяння дейтронів ядрами ^{58}Ni та ^{124}Sn вимірювалися на електростатичному прискорювачі ЕПП-10К ІЯД НАН України при енергіях $E_d = 3,5 - 5,5$ МеВ у широкому діапазоні кутів $\Theta = 20 - 160^\circ$. Реєстрація та ідентифікація продуктів взаємодії здійснювалася за допомогою ΔE - E -телескопів напівпровідникових детекторів, товщини яких становили ~ 20 та ~ 500 мкм. Застосування тонких ΔE -детекторів дозволило забезпечити низький енергетичний погріб реєстрації розсіяних дейтронів.

У результаті аналізу отриманих експериментальних даних (див. рисунок) виявлено немонотонний характер кутової залежності диференціальних перерізів пружного розсіяння $d + ^{124}\text{Sn}$ при енергіях $E_d = 5,0 - 5,5$ МеВ, а також значно більші відхилення цих перерізів від перерізів

резерфордівського розсіяння, ніж передбачено теоретичними розрахунками [5, 6], що враховують розщеплення та поляризацію дейтронів у кулонівському полі важких ядер. Подібний характер має і кутовий розподіл пружного розсіяння $d + ^{58}\text{Ni}$ при енергіях 3,5 та 4,5 МеВ.



Відношення перерізів пружного розсіяння $d + ^{124}\text{Sn}$ при $E_d = 5,5$ МеВ до резерфордівського розсіяння. Дані, отримані в [4] при $E_d = 5,0$ МеВ (\square) та при 6,0 МеВ (\circ). Лінія – розрахунок у рамках двокластерної моделі [6].

Отримані дані вказують на необхідність детальніших теоретичних та експериментальних досліджень процесів підбар'єрного розсіяння дейтронів та „дейтроноподібних” ядер.

1. L. Borowska, K. Terenetsky, V. Verbitsky, and S. Fritzsche, Phys. Rev. C **76**, 034606 (2007).
2. В. П. Вербицький, В. А. Кива, А. А. Кліпенштейн та ін., УФЖ **43**, 268 (1998).
3. N. L. Rodning and L. D. Knutson, Phys. Rev. Lett. **49**, 909 (1982).
4. A. Stromich, B. Steinmetz, and R. Bangert, Phys. Rev. C **16**, 2193 (1977).
5. Ю. Н. Павленко, К. О. Теренецький, В. П. Вербицький, Тез. докл. V конф. по физике высоких энергий, ядерной физике и ускорителям, Харьков, 2007 (Изд-во ННЦ ХФТИ НАН Украины, Харьков, 2007), с. 48.
6. В. П. Вербицький, К. О. Теренецький, Ядерная физика **55**, 362 (1992).

ЗБУДЖЕННЯ РЕЗОНАНСІВ ЯДРА ${}^6\text{He}$ В ОБЛАСТІ $E^* \sim 15 \text{ MeV}$

Ю. М. Павленко

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

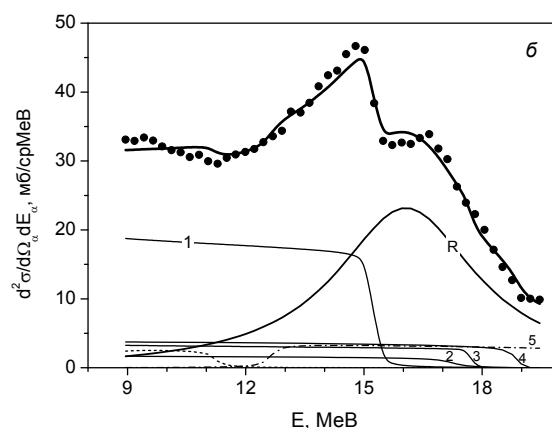
Ядро ${}^6\text{He}$ є одним з екзотичних нейтронадлишкових ядер, властивості яких активно досліджуються завдяки сучасним можливостям генерації та прискорення вторинних пучків радіоактивних ядер. Однак і на цей час залишається дискусійним питання не тільки про квантові характеристики резонансів ядра ${}^6\text{He}$ (окрім першого збудженого стану з $E^* = 1,8 \text{ MeV}$), а й про наявність та кількість резонансів з $E^* > 2 \text{ MeV}$.

На пошук збуджених станів ${}^6\text{He}$ було спрямовано чимало досліджень (див. [1]), результати яких свідчать про наявність резонансів в області $E^* \sim 3 - 6 \text{ MeV}$ та $\sim 14 - 17 \text{ MeV}$. Але неузгодженість існуючих даних щодо резонансних енергій та ширин є характерною ознакою як теоретичних розрахунків, виконаних у рамках різних моделей, так і результатів досліджень різних реакцій типу $T(p, \alpha){}^6\text{He}^*$ в кінематично неповних експериментах. Слід зазначити, що кореляційні дані для вказаних реакцій на цей час практично відсутні, а неповне визначення кінематики кінцевого стану реакцій є однією з причин розбіжностей даних із резонансних характеристик ядра ${}^6\text{He}$. У даній роботі це ілюструється на прикладі реакції ${}^7\text{Li}(t, \alpha){}^6\text{He}$, яка разом з іншими реакціями авторами [2] детально досліджувалась з метою пошуку збуджених станів ${}^6\text{He}$.

В інклюзивних спектрах α -частинок з реакції ${}^7\text{Li}(t, \alpha){}^6\text{He}$ при $E_t = 22 \text{ MeV}$ в [2] було виявлено піки (див. рисунок), які, на перший погляд, можна було б пояснити утворенням двох резонансів ядра ${}^6\text{He}$ з енергіями збудження $E^* = 14,8$ та $16,7 \text{ MeV}$, оскільки положення цих піків у шкалі енергій збудження ${}^6\text{He}$ є інваріантними при зміні кута реєстрації α -частинок. Але при інших енергіях пучка тритонів положення цих піків не відповідають указаним енергіям збудження, на підставі чого в [2] зроблено висновок про відсутність резонансів ядра ${}^6\text{He}$ в області $E^* \sim 14 - 17 \text{ MeV}$ і вказано на можливість формування піків у спектрах α -частинок за рахунок розпаду першого збудженого стану ${}^6\text{He}^*(1,8 \text{ MeV})$ в канал $\alpha + 2n$ та ${}^8\text{Be}^*(2,9 \text{ MeV})$ у канал $\alpha + \alpha$ в супутній реакції ${}^7\text{Li}(t, {}^8\text{Be})2n$.

Для перевірки можливості збудження резонансів ядра ${}^6\text{He}$ з $E^* \sim 14 - 17 \text{ MeV}$ у реакції ${}^7\text{Li}(t, \alpha){}^6\text{He}$ наведені в [2] спектри проаналізовано з використанням процедур, викладених у [3]. Як можливий процес формування резонансоподіб-

них спектрів α -частинок у [2] не розглядався канал непружного розсіювання зі збудженням незв'язаних станів ${}^7\text{Li}^*$, що розпадаються на α -частинку та тритон. Оскільки перерізи непружного розсіювання у багатьох випадках перевищують перерізи реакцій, можна очікувати, що домінуючий внесок у спектри α -частинок зумовлено саме цим каналом.



Спектр α -частинок із реакції ${}^7\text{Li}(t, \alpha){}^6\text{He}$ ($E_t = 22 \text{ MeV}$, $\Theta = 10^\circ$) [3]. R – внесок резонансу ядра віддачі ${}^6\text{He}^*$. Криві 1 - 5 – спектри α -частинок із розпаду резонансів: 1 - 4 – ${}^7\text{Li}^*$ з енергіями збудження 4,63; 6,68; 7,45 та 9,85 MeV відповідно; 5 – ${}^6\text{He}^*(1,8 \text{ MeV})$. Штрихова – внесок ${}^8\text{Be}^*(3 \text{ MeV})$.

Інклюзивні спектри, наведені в [2], можна задовільно описати (див. рисунок) сумарним внеском одного резонансу ядра віддачі ${}^6\text{He}^*$ з енергією збудження $E^* = 15,5 \pm 0,1 \text{ MeV}$ і шириною $\Gamma = 4,4 \pm 0,5 \text{ MeV}$ та процесів α -розпаду різних резонансів у вказаних супутніх реакціях. Як видно з рисунка, різка зміна перерізу при $E_\alpha \sim 15 \text{ MeV}$ зумовлена не внеском ще одного резонансу ядра віддачі ${}^6\text{He}^*$, а енергетичною залежністю внеску розпаду ${}^7\text{Li}^*(4,63 \text{ MeV})$. Положення характерного перепаду перерізу збігаються з експериментально спостережуваними в усіх спектрах, що вимірювались під різними кутами та при різних енергіях тритонів.

1. D. R. Tilley *et al.*, Nucl. Phys. A **708**, 3 (2002).
2. R. H. Stokes and P. G. Young, Phys. Rev. C **3**, 984 (1978).
3. Ю. М. Павленко *та ін.*, Ядерна фізика та енергетика **2** (18), 16 (2006).

ВИВЧЕННЯ ОБЛАСТІ ВИСОКОЗБУДЖЕНИХ СТАНІВ СЕРЕДНІХ ЯДЕР ПРИ НЕПРУЖНОМУ РОЗСІЯННІ ДЕЙТРОНІВ

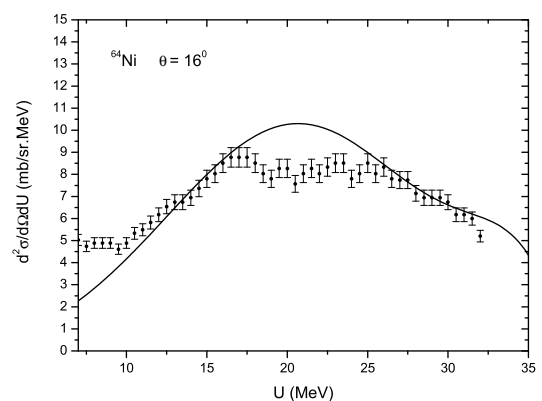
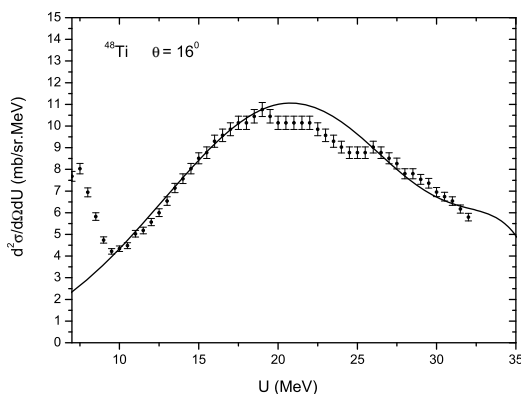
**В. І. Гранцев, В. В. Давидовський, К. К. Кісурін, С. Є. Омельчук, Г. П. Палкін,
Ю. С. Рознюк, Б. А. Руденко, Л. С. Салтиков, В. С. Семенов, Л. І. Слюсаренко,
Б. Г. Стружко, В. К. Тартаковський, В. А. Шитюк**

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

Отримано перерізи непружного розсіяння дейтронів з енергією $E_d = 37$ MeV на ядрах ^{12}C , ^{48}Ti , $^{58,64}\text{Ni}$ із збудженням їхніх високоенергетичних станів у кутовому діапазоні $16^\circ \leq \theta \leq 61^\circ$. Жорстко заколімований моноенергетичний пучок дейтронів одержано на циклотроні У-240 ІЯД НАН України. Енергетичні спектри розсіяних дейтронів, що спостерігалися в області континуума при кутах розсіяння $\theta \leq 21^\circ$, мали широкі максимуми збудження (з півшириною $\sim 1/2E_d$), центровані при енергії кінцевих дейтронів $E'_d \approx 1/2 E_d \approx 18$ MeV. Області широких максимумів енергетичного збудження містять у собі гігантські мультипольні резонанси ядер, що розглядаються. Отримані енергетичні спектри дейтронів характеризуються різким зменшенням перерізів в області континуума зі збільшенням кута розсіяння θ і є типовими для всіх ядер, що досліджуються. Положення та ширини максимумів, що спостерігаються, а також деякі інші особливості енергетичних спектрів практично не змінюються в діапазоні атомних мас, що розглядаються. Це свідчить про колективну природу відповідних рухів в ядрах. Область континуума відділена «провалом» від області збудження дискретних станів при низьких енергіях ядер. При непружному розсіянні дейтронів на ядрах титану структурні особливості в енергетичному спектрі

виявляються слабо (відмічається лише збільшення перерізу при $E'_d \sim 16 - 20$ MeV і $E'_d \sim 26$ MeV). При розсіянні на ізотопах нікелю особливості в центральній частині спектра виявляються більш яскраво при $E'_d \sim 16 - 18$ MeV і $E'_d \sim 22 - 26$ MeV. Для ядер нікелю широкий максимум роздвоюється, що пов'язано з розщепленням дипольного гігантського резонансу цих ядер. Спостерігаються також ізотопні відмінності при розсіянні дейтронів на ядрах ^{58}Ni і ^{64}Ni .

Для теоретичного аналізу наших експериментів з розсіяння дейтронів ядрами було використано узагальнену нами (на випадок падаючих дейтронів) розвинену раніш теорію когерентного та некогерентного розсіяння нуклонів ядрами в області континуума та дифракційну ядерну модель. На рисунку показано порівняння розрахованих нами залежностей перерізів $d^2\sigma/d\Omega dU$ від урану при $\theta = 16^\circ$ з експериментальними відповідно для ядер ^{48}Ti та ^{64}Ni . Видно, що є непогане узгодження за формою та величиною теоретичних перерізів з експериментальними крім центральної частини широкого максимуму, структура якої пов'язана, мабуть (хоча б частково), з деформацією ядер і, можливо, з іншими (колективними) особливостями ядер, які повторюються від ядра до ядра.



Залежність перерізів $d^2\sigma/d\Omega dU$ від урану. Точки – експеримент, суцільна крива – теорія.

УШИРЕНИЕ ТЕРМОЯДЕРНОГО РЕЗОНАНСА ${}^5\text{He}^*(16,75 \text{ МэВ})$
В ТРЕХЧАСТИЧНОЙ РЕАКЦИИ ${}^7\text{Li}(d, \alpha\alpha)n$

В. Л. Шаблов¹, Ю. Н. Павленко², И. А. Тырас¹, Т. А. Корзина²

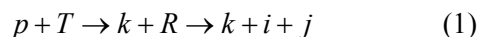
¹Институт атомной энергетики, Обнинск, Россия
²Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев

Термоядерный резонанс ${}^5\text{He}^*(16,75 \text{ МэВ})$ детально исследовался в бинарных реакциях, в частности в реакции $d + t \rightarrow \alpha + n$ и при упругом рассеянии нейтронов ядрами ${}^4\text{He}$ [1]. В этих реакциях с достаточно высокой точностью определены энергия возбуждения резонанса и его полная ширина: $E^* = 16,75 \pm 0,05 \text{ МэВ}$, $\Gamma = 0,076 \pm \pm 0,012 \text{ МэВ}$ [1]. Менее согласованные данные получены разными авторами для парциальных ширин, например $\Gamma_{dt} = 33,07 \text{ кэВ}$, $\Gamma_{\alpha n} = 38,83 \text{ кэВ}$ в [2] и $\Gamma_{dt} = 25,77 \text{ кэВ}$, $\Gamma_{\alpha n} = 48,39 \text{ кэВ}$ в [3], что обусловлено, как показано в [4], различными методами анализа прецизионных экспериментальных данных.

Распад резонанса ${}^5\text{He}^*(16,75 \text{ МэВ})$ в $\alpha + n$ канал исследовался авторами [5] в трехчастичной реакции ${}^7\text{Li}(d, \alpha\alpha)n$ при энергии $E_d = 6,8 \text{ МэВ}$. В кинематически полном эксперименте для ширины термоядерного резонанса было получено неожиданно большое значение $-\Gamma = 0,5 \text{ МэВ}$.

В [6, 7] было показано, что характеристики ядерных резонансов, наблюдаемые в многочастичных реакциях, вследствие влияния кулоновского и ядерного поля сопутствующих частиц могут существенно отличаться от данных, полученных при исследовании бинарных реакций.

Возможность наблюдения изменения ширины резонанса ${}^5\text{He}^*(16,75 \text{ МэВ})$ в реакции ${}^7\text{Li}(d, \alpha\alpha)n$ анализируется в настоящей работе. Согласно [6, 7] учет влияния кулоновского поля сопутствующей частицы k на распад резонанса $R \rightarrow i + j$ в реакции



приводит к следующему выражению для квадрата модуля амплитуды в окрестности резонанса R :

$$\left| T_{ij}(\vec{k}_{ij}, \vec{p}_k) \right|^2 = \frac{2\pi\xi}{e^{2\pi\xi} - 1} \cdot \frac{e^{2\xi \text{Arccctg}\xi}}{1 + \xi^2} \cdot |F|^2 \left| \chi_{ij}(\vec{k}_{ij}) \right|^2, \quad (2)$$

$$\xi = 2(E_{ij} - E_R^0) / \Gamma^0, \quad \xi = \eta - \nu,$$

$$\eta = \eta_{ki} + \eta_{kj} = Z_k Z_i \mu_{ki} / k_{ki} + Z_k Z_j \mu_{kj} / k_{kj},$$

где E_{ij} – относительная энергия распадных частиц; E_R^0 , Γ^0 – положение и ширина изолированного резонанса R , образующегося при взаимо-

действии частиц ij в вакууме; ν , η – параметры кулоновского взаимодействия сопутствующей частицы k с резонансом R как целой системой и продуктами распада соответственно; Z_k , Z_i , Z_j – заряды частиц; μ_{ki} , μ_{kj} , k_{ki} , k_{kj} – приведенные массы и импульсы относительного движения частиц k и $i(j)$; F – функция, зависящая от угловых переменных; χ_{ij} – вершинная функция распада.

Кулоновский параметр ν является комплексной переменной: $\nu = \nu_1 - i\nu_2$ (для ядерных реакций $\nu_2 > 0$). Для удаленных от порога резонансов величиной ν_2 можно пренебречь. Анализ формулы (2) показывает, что:

1. При $\eta - \nu_1 > 0$ положение резонанса сдвигается в сторону меньших относительных энергий в паре $i + j$. Если резонанс не является окологороговым, то он уширяется [6, 7], тогда как для окологорогового резонанса может наблюдаться и сужение [8].

2. Если $\eta - \nu_1 < 0$, положение резонанса сдвигается в сторону больших энергий, и он всегда уширяется.

3. Во всех случаях резонансная кривая является асимметричной.

4. Если параметр ν_2 не мал, то резонансная кривая дополнительно уширяется.

Условие $\eta - \nu_1 < 0$ выполняется для условий наблюдения резонанса ${}^5\text{He}^*(16,75 \text{ МэВ})$ в реакции ${}^7\text{Li}(d, \alpha\alpha)n$ [5]. Расчеты, выполненные с использованием формулы (2), показывают, что при $E_d = 6,8 \text{ МэВ}$ в реакции ${}^7\text{Li}(d, \alpha\alpha)n$ наблюдаемая ширина резонанса должна составлять $\Gamma \sim 1,5 \cdot \Gamma^0$. Эффект уширения значительно усиливается при $E_d \sim 4 \text{ МэВ} - \Gamma \sim 4,5 \cdot \Gamma^0$.

1. F. Ajzenberg-Selove, Nucl. Phys. A **490**, 1 (1988).
2. N. Jarmie, R. E. Brown and R. A. Hardekopf, Phys. Rev. C **29**, 2031 (1984).
3. R. E. Brown, N. Jarmie and G. M. Hale, Phys. Rev. C **35**, 1999 (1987).
4. F. C. Barker, Phys. Rev. C **56**, 2646 (1997).
5. N. Arena, Seb. Cavallaro, G. Fazio *et al.*, Phys. Rev. C **40**, 55 (1989).
6. В. В. Комаров, А. М. Попова, Ф. И. Карманов и др., Физика ЭЧАЯ **23**, 1035 (1992).
7. В. В. Комаров, А. М. Попова, В. Л. Шаблов, *Динамика систем нескольких квантовых частиц* (Московский университет, Москва, 1996).
8. G. Fazio, G. Giardina, F. I. Karmanov, V. L. Shablov *et al.*, Int. Journ. Mod. Phys. E **5**, 175 (1996)

ELASTIC NUCLEAR RESONANCE BACKSCATTERING SPECTROMETRY (BROAD RESONANCES)

V. I. Soroka

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

The possibilities of using the elastic nuclear resonance backscattering of ions for the investigation of materials are analyzed. We focus on the broad isolated or overlapping resonances whose scattering cross sections vary smoothly over the wide energetic range. Under this condition the simplicity of information extraction inherent in the Rutherford backscattering technique [1] is retained. Concurrently, the detection sensitivity for low-mass impurities is improved. Actually this technique has been initiated in the Institute for Nuclear Research [2 - 4]. Such resonances are not very numerous. Selected data on the low-energy ions elastic scattering [5] may be a good reference in the resonance choice in each specific case. It should be noted that the more accurate data on the reaction cross-sections and the resonance parameters were found to be necessary for practical purposes than for nuclear physics itself. That is why repeated measurements were carried out (for protons [6] and alpha-particles [7], for instance).

Coulomb and potential scatterings always accompany the elastic nuclear resonance scattering reaction. The above components of the elastic scattering are coherent and therefore interfere. This distinction of the reaction of this type is also revealed in applying resonant scattering for materials analysis. Depending on level parameters of the compound nucleus the interference may be constructive (the cross-section is boosted) or destructive (the cross-section is attenuated). To improve the sensitivity the resonant scattering by impurity nuclei is used in the first case while in the second case the resonant scat-

tering by substrate nuclei is applied (to decrease the background). The physical principles are confirmed by the examples of the impurities investigation of nitrogen in beryllium and oxygen in silicon.

We considered the broad resonances in the elastic scattering. Some characteristic properties of the narrow resonances use caused by the same interference effects will be considered additionally. Obviously, the possibilities of the elastic resonant scattering for the material analysis are limited. But in special cases it may be successfully applied either independently or as an addition to the other analytical methods.

1. W. K. Chu, J. M. Mayer, M. A. Nicolet, *Backscattering spectrometry* (Academic Press, New York, 1978).
2. V. I. Soroka, *Materials of the second All-Union conference "Ion beam microanalysis"*, Kharkiv, 1988, p. 169 (in Russian).
3. V. I. Soroka, M. V. Artsimovich, I. F. Mogilnik, *Materials of the XXIII international conference on physics of the charged particles interaction with crystals, Moscow, 1993*, p. 158 (in Russian).
4. V. I. Soroka, M. V. Artsimovich, I. F. Mogilnik, V. V. Tokarevski, The method of detection of light surface impurities, Inventor's certificate USSR № 1521034, 1989 (in Russian)
5. V. I. Soroka, *Preprint KINR-94-2* (Kiev, 1994).
6. A. R. Ramos, A. Paul, L. Rijniers, M. F. da Silva, J. C. Soares, *Nucl. Instr. and Meth.* **B 190**, 95 (2002).
7. I. B. Radovic, M. Jaksic, O. Benca, A. F. Gurbich, *Nucl. Instr. and Meth.* **B 190**, 100 (2002).

RELATIVE g-FACTOR MEASUREMENTS IN THE STABLE Te ISOTOPES

A. I. Levon¹, A. N. Wilson^{2,3}, A. E. Stuchbery⁴, A. Nakamura⁴, P. M. Davidson⁴, H. Watanabe⁴

¹*Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv*

²*Department of Nuclear Physics, Australian National University, Canberra, Australia*

³*Department of Physics, Australian National University, Canberra, Australia*

⁴*Department of Nuclear Physics, Australian National University, Canberra, Australia*

Transient-field measurements have been performed for the 2^+_1 states in the even isotopes $^{122,124,126,128,130}\text{Te}$ and also for the $3/2^+_2$ (444 keV) and $5/2^+_1$ (464 keV) states in ^{125}Te . The primary purpose was to determine the relative $g(2^+)$ values in ^{130}Te and ^{126}Te , to calibrate the radioactive beam measurement on ^{132}Te by the RIV (recoil into vacuum)

technique [1]. To eliminate potential sources of error, the g -factors were measured simultaneously, relative to each other. The precision has been improved compared with previous measurements by increasing the precession angles by a factor of ~ 3 . The application of the present results to the calibration of the RIV interaction for Te ions and the impli-

cations for g-factor measurements on radioactive beams, including ^{132}Te , is discussed in Ref. [2].

C. L. Timlin, C. Baktash, C. Barton, J. Beene, N. Bencher-Koller, C. R. Bingham *et al.*, Phys. Rev. Lett. **94**, 192501 (2005).

1. N. J. Stone, A. E. Stuchbery, M. Danchev, J. Pavan,
2. E. Stuchbery (2006), (to be published).

АПАРАТНО-ПРОГРАМНЕ ЗАБЕЗПЕЧЕННЯ ЕКСПЕРИМЕНТУ ДИФЕРЕНЦІЙНОГО ЗБУРЕНОГО КУТОВОГО РОЗПОДІЛУ НА У-120

І. Б. Ковгар, В. А. Онищук, О. І. Левон

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

Виконано роботу з проведення вимірювань магнітних моментів ядер методом диференційного збуреного кутового розподілу (ДЗКР) на пучку циклотрона У-120 відповідно до сучасного наявного стану електронної та комп'ютерної техніки. У сенсі цього використано систему САМАС, підібрано, відремонтовано та адаптовано необхідні електронні та комп'ютерні блоки, розроблено комп'ютерну програму візуалізації процесу вимірювань та системний драйвер для максимального використання реального часу під керуванням системи Windows 98. Функціонально програмний блок, що забезпечує проведення вимірювань дає, зокрема, експериментатору такі можливості:

1) стеження за розвитком подій у реальному часі – перегляд спектрів, контроль та керування станом роботи драйвера електронної системи експерименту;

2) вибір експозиції за часом накопичення, інтеграла тощо;

3) запис результатів накопичення усіх каналів (двох енергетичних та двох часових) у реальному часі в потрібний файл на жорсткому диску – так званий навал;

4) запис і читання окремих спектрів у бінарному, текстовому вигляді та інших форматах;

5) калібрівка за енергіями кожного з енергетичних каналів накопичення, яка, зокрема, зберігає драйвер із збереженням її на жорсткий диск та читання збереженого;

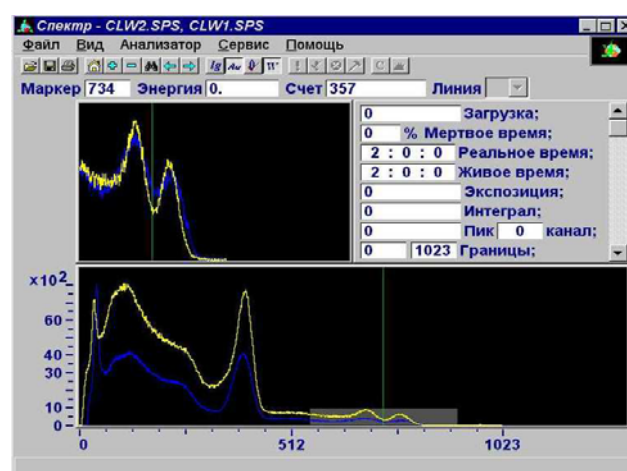
6) перегляд багатьох спектрів одночасно для порівняння, тощо;

7) керування системою САМАС – команди конкретним блокам, запис і читання інформації з шини САМАС;

8) можливість застосування системи тривожного оповіщення про негаразди у електронних блоках;

9) керування відображенням спектрів та виглядом вікна програми в цілому. Реально змістовною частиною експерименту займається системний драйвер. Програма візуалізації – посередник між експериментатором та іншими частинами системи організації вимірювань. Головним

результатом роботи програми є спектри в навал, що записані на диск і містять усю інформацію, отриману під час експерименту. Програма написана мовами Асемблер та С.



Наступний етап - обробка експериментальних даних та визначення фізичних властивостей ізотопів, що вимірювались, зокрема часу життя та магнітного моменту. Це завдання вирішується за допомогою програм, написаних на Фортрані.

Із спектрів у навал виділяються події, що відповідають заданим енергетичним воротам, та формуються чотири часових спектри. А саме: для кожного з двох детекторів формуються два спектри, перший належить ізомерному переходу, другий – фону. У процесі формування спектрів проводиться їх корекція для врахування дрейфу параметрів апаратури під час експерименту та їх часова калібрівка.

Із чотирьох часових спектрів формується експериментальна функція розподілу γ -випромінювання від часу та кута реєстрації. Методом найменших квадратів параметри теоретичної та експериментальної функцій підганяються для визначення фізичних характеристик ізотопу.

ЯДЕРНЫЕ g-ФАКТОРЫ И СТРУКТУРА ВЫСОКОСПИНОВЫХ 10⁺, 12⁺ И 7 СОСТОЯНИЙ В ИЗОТОПАХ ^{196,198}Hg

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

Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев

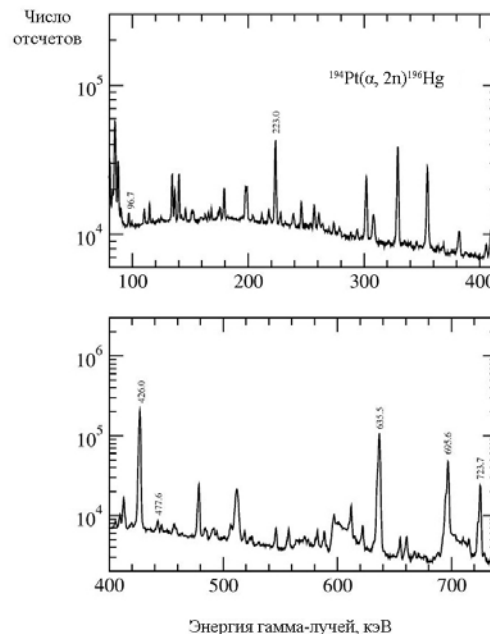
Методом интегрального возмущенного углового распределения (ИВУР) во внешнем магнитном поле были измерены g-факторы изомерных состояний в ядрах ^{196,198}Hg. Возбужденные состояния в ядрах ^{196,198}Hg заселялись и выстраивались в реакциях ^{194,196}Pt(α, 2n)^{196,198}Hg с использованием пучка α-частиц энергией 27 МэВ циклотрона У-120 ИЯИ НАН Украины. Были получены следующие результаты: ¹⁹⁶Hg, g(12⁺ и 10⁺) = -0.19(6), g(7⁻) = -0.030(17); ¹⁹⁸Hg, g(12⁺ и 10⁺) = -0.18(8), g(7⁻) = -0.033(14). Высокая чувствительность ядерных g-факторов к внутренней структуре ядерных состояний и форме ядра позволяет проверить предсказания модели «аксиально-симметричный сплюснутый ротатор + две квазичастицы» для ядер ртути.

В статье [1] приведены результаты измерений g-факторов состояний 7⁻ в ядрах ^{190,192,194}Pt, для которых их большие положительные величины согласуются с теоретическими предсказаниями модели «неаксиальный ротатор + две квазичастицы» [2, 3], что свидетельствует о том, что ядра платины имеют γ-нестабильную (переходную) форму. Адекватное описание энергий этих ядер возможно, таким образом, только при выборе триаксиальной формы ядра в модели «неаксиальный ротатор + две квазичастицы» [2 - 4].

В то же время энергии полос отрицательной четности ядер ртути описываются в рамках модели «аксиально-симметричный сплюснутый ротатор + 2 квазичастицы» [5]. Эффективной проверкой этих положений могло бы стать измерение g-факторов состояний 7⁻ в ядрах ^{196,198}Hg, что и явилось мотивацией проведенных измерений. Также измерялись g-факторы высокоспиновых состояний 12⁺ и 10⁺ для проверки структуры двухквазичастичных возбуждений в случае вращательного выстраивания. Типичный γ-спектр из реакции ¹⁹⁴Pt(α, 2n)¹⁹⁶Hg представлен на рисунке.

Основные выводы из анализа экспериментальных данных можно сформулировать так:

1. g-факторы состояний 12⁺ и 10⁺ подтверждают нейтронную (νi_{13/2}⁻²) структуру этих состояний.



Гамма-спектр облучения ядер ¹⁹⁴Pt α-частицами с энергией 26.8 МэВ.

2. g-факторы состояний 7⁻ подтверждают применимость модели «аксиально-симметричный сплюснутый ротатор + две квазичастицы» для описания энергий ядер ртути.

3. Сравнение полученных g-факторов с соответствующими g-факторами состояний 7⁻ в соседних ядрах платины подтверждают предсказания модели «неаксиальный ротатор + две квазичастицы» о переходной форме этих ядер.

4. Сравнение g-факторов состояний 7⁻ в ядрах ^{196,198}Hg и ^{190,192,194}Pt позволяют сделать вывод об изменении структуры этих состояний от преимущественно (νi_{13/2}⁻²) в ядрах ртути до преимущественно (πh_{11/2}⁻²) в ядрах платины.

1. A. I. Levon *et al.*, Nucl. Phys. **A764**, 24 (2006).
2. H. L. Yadav, A. Faessler, H. Toki, B. Castel, Phys. Lett. **89B**, 307 (1980).
3. H. Toki, K. Neergård, P. Vogel, A. Faessler, Nucl. Phys. **A279**, 1 (1977).
4. L. Yadav, H. Toki, and A. Faessler, Phys. Rev. Lett. **39**, 1128 (1977).
5. K. Neergård, P. Vogel, M. Radomski, Nucl. Phys. **A238**, 199N (1975).

TENSOR ANALYZING POWERS AND ENERGY DEPENDENCE OF THE ${}^7\text{Li} + {}^{16}\text{O}$ INTERACTION

A. T. Rudchik¹, K. W. Kemper², A. A. Rudchik¹, A. M. Crisp²,
V. D. Chesnokova¹, V. M. Kyryanchuk¹, F. Maréchal², O. A. Momotyuk^{1,2}
O. A. Ponkratenko¹, B. T. Roeder², K. Rusek³

¹Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv

²Physics Department, Florida State University, Tallahassee, Florida USA

³Institute for Nuclear Studies, Warsaw, Poland

The differential cross section angular distribution and the analyzing powers ${}^T T_{10}$, ${}^T T_{20}$, for ${}^7\text{Li} + {}^{16}\text{O}$ elastic scattering were measured at $E_{\text{lab}}({}^7\text{Li}) = 42 \text{ MeV}$ (Fig. 1). These and previously published ${}^7\text{Li} + {}^{16}\text{O}$ scattering data measured at $E_{\text{c.m.}} = 6.26 - 34.78 \text{ MeV}$ were analyzed with the optical model (OM) and coupled-reaction channels (CRC) methods to determine the energy dependence of the parameters of the scattering potential (Fig. 2). It was found that the optical model potentials are energy independent for ${}^7\text{Li}$ laboratory bombarding energies above 28 MeV, except for a slight decrease in the real potential strength as the bombarding energy increases (Fig. 3). The calculations presented show that the tensor analyzing power ${}^T T_{20}$ arises from a coherent combination of contributions from the ground-state reorientation and central scattering potential. The results were published in Ref. [1].

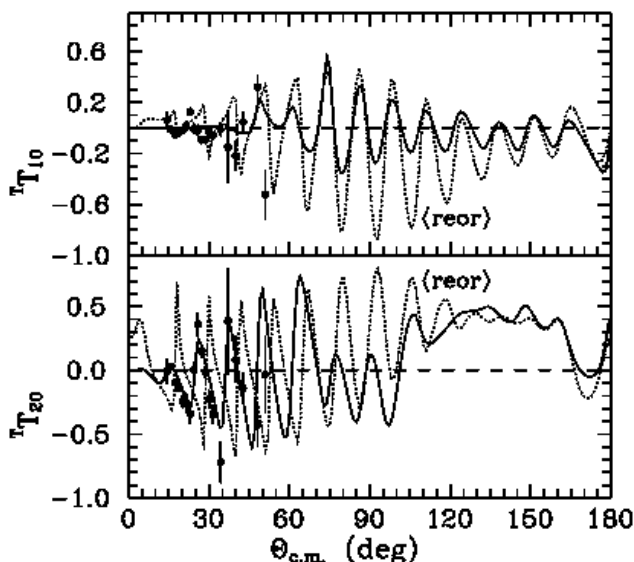


Fig. 1. Analyzing powers of ${}^T T_{10}$ and ${}^T T_{20}$ for the ${}^7\text{Li} + {}^{16}\text{O}$ elastic scattering at $E_{\text{lab}}({}^7\text{Li}) = 42 \text{ MeV}$. The curves show the CRC calculations for the reorientation of ${}^7\text{Li}$ (curves <reor>) and coherent sum of this process together with the potential scattering (solid curves).

1. T. Rudchik, K. W. Kemper, A. A. Rudchik *et al.*, Phys. Rev. C **75**, 024612 (2007)

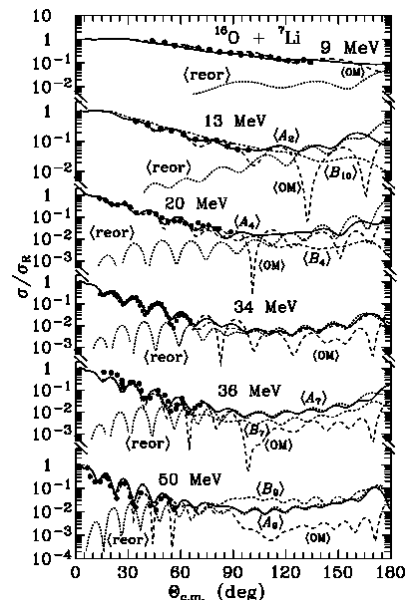


Fig. 2. Angular distributions of the ${}^{16}\text{O}({}^7\text{Li}, {}^7\text{Li}){}^{16}\text{O}$ elastic scattering at different energies. The curves show the OM- and CRC-calculations.

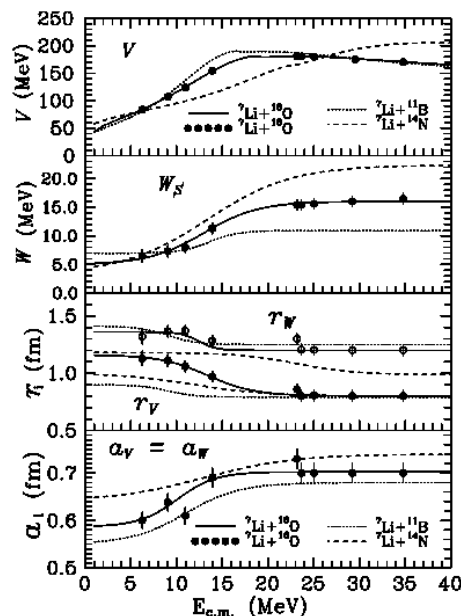


Fig. 3. Energy dependence of OM parameters for the ${}^7\text{Li} + {}^{16}\text{O}$ scattering versus the same for the ${}^7\text{Li} + {}^{11}\text{B}$ and ${}^7\text{Li} + {}^{14}\text{N}$.

ELASTIC AND INELASTIC SCATTERING OF ${}^7\text{Li} + {}^{18}\text{O}$ VERSUS ${}^7\text{Li} + {}^{16}\text{O}$

A. A. Rudchik¹, A. T. Rudchik¹, S. Kliczewski², E. I. Koshchy³, O. A. Ponkratenko¹,
 K. W. Kemper⁴, K. Rusek⁵, A. Budzanowski², J. Choiński⁶, B. Czech², T. Czosnyka⁶,
 V. D. Chesnokova¹, L. Głowacka⁷, E. Kozik², V. M. Kyryanchuk¹, S. Yu. Mezhevych¹,
 A. V. Mokhnach¹, O. A. Momotyuk^{1,4}, I. Skwirzyńska², R. Siudak², A. Szczurek²

¹Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv

²H. Niewodniczański Institute of Nuclear Physics, Polish Academy of Sciences, Cracow, Poland

³Kharkiv National University, Kharkiv

⁴Physics Department, Florida State University, Tallahassee, USA

⁵A. Soltan Institute for Nuclear Studies, Warsaw, Poland

⁶Heavy Ion Laboratory of Warsaw University, Warsaw, Poland

⁷Institute of Applied Physics, MUT, Warsaw, Poland

Angular distributions of the ${}^7\text{Li} + {}^{18}\text{O}$ elastic and inelastic scattering were measured at the energy $E_{\text{lab}}({}^{18}\text{O}) = 114$ MeV (32 MeV c.m.) (Figs. 1 - 3) [1]. This technique allowed both small and large angle data to be collected simultaneously.

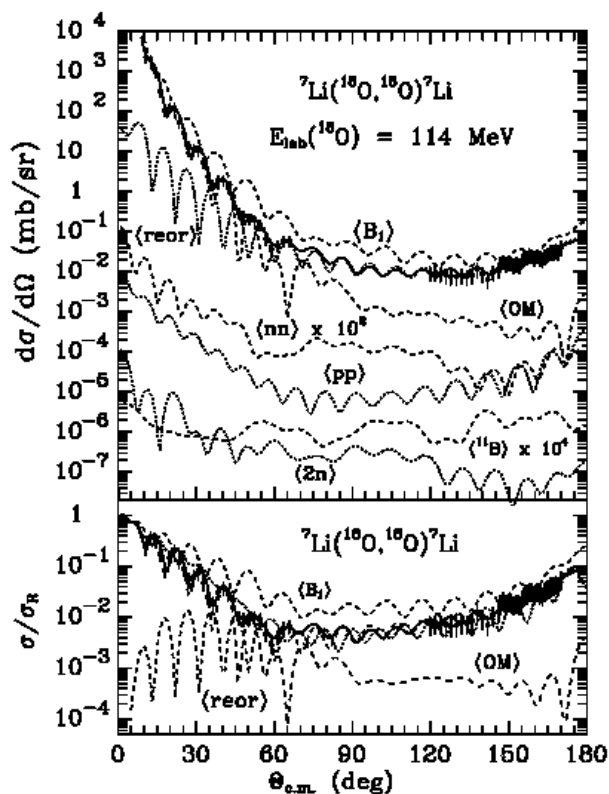


Fig. 1. The angular distributions of ${}^7\text{Li} + {}^{18}\text{O}$ elastic scattering at energy $E_{\text{lab}}({}^{18}\text{O}) = 114$ MeV. The curves show the OM- and CRC-calculations.

The data were analyzed within the optical model (OM) and coupled-reaction-channels (CRC) method to determine the potential parameters of ${}^7\text{Li} + {}^{18}\text{O}$ scattering and reaction channels dominating the scattering. The ${}^{18}\text{O}$ inelastic scattering deformation parameters were obtained. The present data show that the ${}^7\text{Li} + {}^{18}\text{O}$ system has a much stronger absorption when compared to previously measured ${}^7\text{Li} + {}^{16}\text{O}$ data. The derived optical model parameters clearly show the scattering difference between two systems.

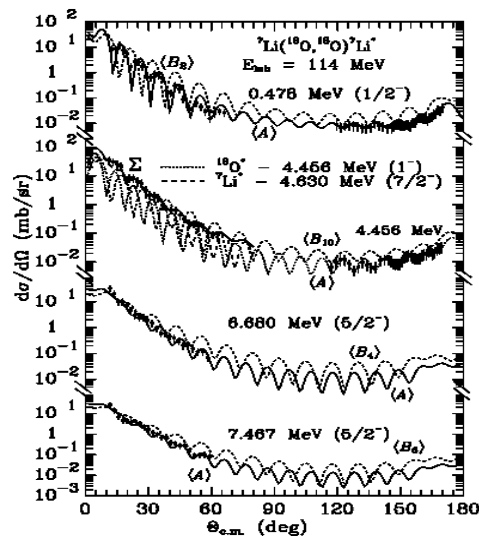


Fig. 2. The angular distributions of ${}^7\text{Li} + {}^{18}\text{O}$ inelastic scattering at 114 MeV. The curves show the CRC-calculations.

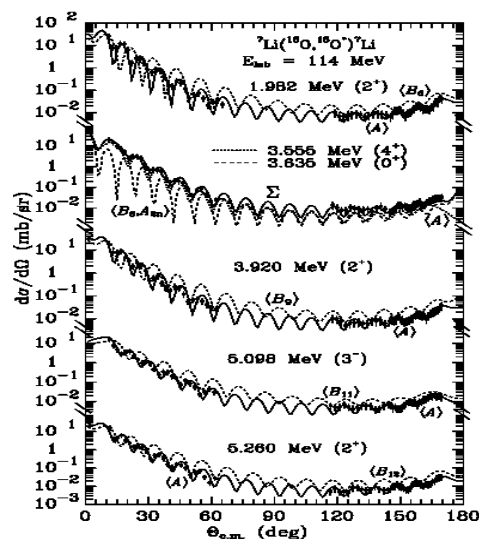


Fig. 3. The same as in Fig. 2 but for the excited states of ${}^{18}\text{O}$.

1. A. A. Rudchik, A. T. Rudchik, S. Kliczewski *et al.* Nucl. Phys. A **785**, 293 (2007).

ISOTOPIC EFFECTS IN THE ${}^7\text{Li} + {}^{10,11}\text{B}$ ELASTIC AND INELASTIC SCATTERING

A. T. Rudchik¹, V. O. Romanyshyn¹, E. I. Koshchy², A. Budzanowski³, K. W. Kemper⁴, K. Rusek⁵,
 V. D. Chesnokova¹, J. Choiński⁶, B. Czech³, L. Głowacka⁷, S. Kliczewski³, V. M. Kyryanchuk¹,
 S. Yu. Mezhevych¹, A. V. Mokhnach¹, O. A. Momotyuk¹, O. A. Ponkratenko¹, R. Siudak³,
 I. Skwirczyńska³, A. Szczurek³

¹Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv

²Kharkiv National University, Kharkiv

³H. Niewodniczański Institute of Nuclear Physics, Cracow, Poland

⁴Physics Department, Florida State University, Tallahassee, USA

⁵A. Soltan Institute for Nuclear Studies, Warsaw, Poland

⁶Heavy Ion Laboratory of Warsaw University, Warsaw, Poland

⁷Institute of Applied Physics, MUT, Warsaw, Poland

Angular distributions of the ${}^7\text{Li} + {}^{10}\text{B}$ elastic and inelastic scattering were measured at the energy $E_{\text{lab}}({}^{10}\text{B}) = 51 \text{ MeV}$ (Figs. 1 - 3) [1]. These and previously measured ${}^7\text{Li} + {}^{10}\text{B}$ elastic-scattering data known at the ${}^7\text{Li}$ -beam energies 24 MeV and 39 MeV were analyzed within the optical model (OM) and coupled-reaction channels (CRC) method to determine the energy dependence of the parameters of the scattering potential and find the difference of these parameters from that of ${}^7\text{Li} + {}^{11}\text{B}$ scattering. It was found that the ${}^7\text{Li} + {}^{11}\text{B}$ potential parameters fail to describe the ${}^7\text{Li} + {}^{10}\text{B}$ scattering data. The biggest difference is observed between the depths of the imaginary potentials that describe these scatterings.

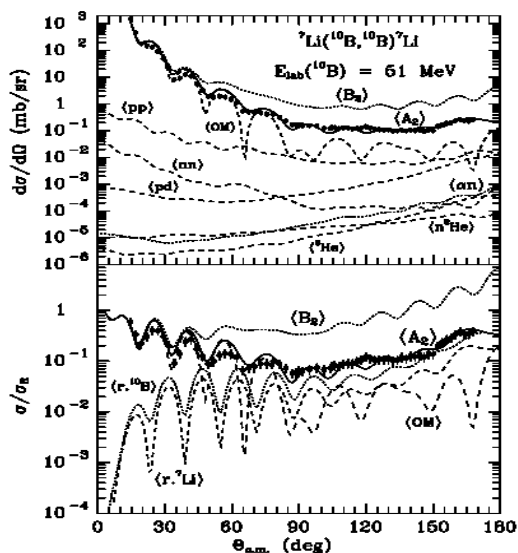


Fig. 1. Angular distributions of the ${}^7\text{Li}({}^{10}\text{B}, {}^{10}\text{B}){}^7\text{Li}$ elastic scattering at the energy $E_{\text{lab}}({}^{10}\text{B}) = 51 \text{ MeV}$. The curves show the OM-cross-section (curves $\langle \text{OM} \rangle$) and CRC-calculations for the reorientations of ${}^7\text{Li}$ ($\langle r.{}^7\text{Li} \rangle$), ${}^{10}\text{B}$ ($\langle r.{}^{10}\text{B} \rangle$), ${}^3\text{He}$ -transfer ($\langle {}^3\text{He} \rangle$) and transfers of protons ($\langle \text{pp} \rangle$), neutrons ($\langle \text{nn} \rangle$), $p + d$ ($\langle \text{pd} \rangle$), $\alpha + n$ ($\langle \alpha n \rangle$) and $n + 2p$ ($\langle n^2\text{He} \rangle$).

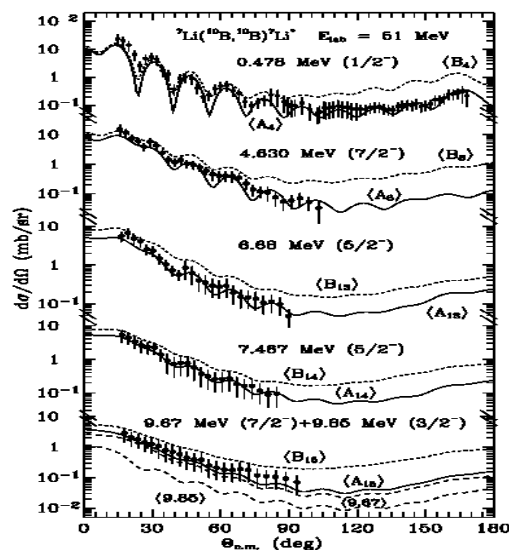


Fig. 2. Angular distributions of the ${}^7\text{Li} + {}^{10}\text{B}$ inelastic scattering at $E_{\text{lab}}({}^{10}\text{B}) = 51 \text{ MeV}$ for the excited states of ${}^7\text{Li}$. The curves show the CRC-calculations with A_- and B_- -parameters of ${}^7\text{Li} + {}^{10}\text{B}$ - and ${}^7\text{Li} + {}^{11}\text{B}$ -potentials, respectively

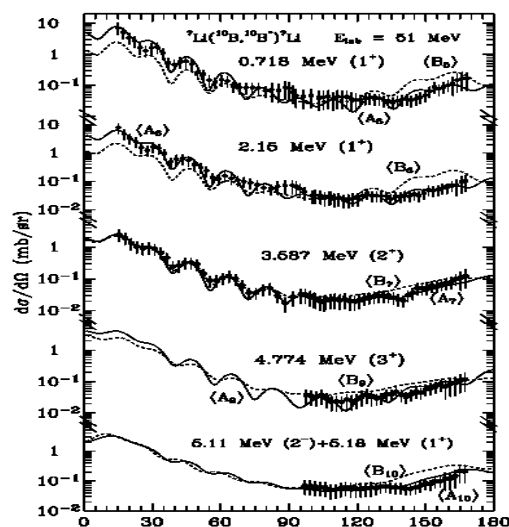


Fig. 3. The same as in Fig. 2 but for the excited states of ${}^{10}\text{B}$.

1. A. T. Rudchik, V. O. Romanyshyn *et al.*, Eur. Phys. J. A **33**, 317 (2007).

**ОБЕСПЕЧЕНИЕ ОПТИМАЛЬНЫХ УСЛОВИЙ ДЛЯ ИЗГОТОВЛЕНИЯ
ТОНКИХ СВОБОДНЫХ МИШЕНЕЙ ИЗ ИЗОТОПОВ
ХРОМА, СКАНДИЯ, ЦИРКОНИЯ, ЖЕЛЕЗА, МЕДИ****Ю. В. Кибкало, В. П. Токарев***Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев*

Целью настоящих экспериментальных исследований была разработка относительно простых экономичных методов приготовления за короткое время ≤ 1 ч чистых свободных пленок (мишеней) площадью ≤ 2 см² и толщиной ≤ 0.5 мкг/см² из тугоплавких изотопов хрома, скандия, циркония, железа, меди с параметрами, которые обеспечивают изучение ядерных реакций с высокой точностью измерений на ускорителях заряженных частиц института: У-120, У-240, ЭСГ-10К и реакторе [1].

Для изотопов хрома, температура плавления которого ≥ 1900 °С, было найдено, что он имеет высокие скорости сублимации уже при температуре 1400 °С. При этом достигается максимальное парциальное давление паров $p^* = 10^{-2}$ мм рт. ст. Поэтому распыляемое вещество не перегревалось. Поскольку хром химически малоактивен, то для термического распыления использован тигель из тантала, имеющего достаточную для этого термодинамического процесса температуру плавления 3000 °С. Получены пленки высокой чистоты с однородностью ≤ 1 % и толщиной ≤ 350 мкг/см².

Изотопы скандия имеют температуру плавления 1539 °С. При этом из-за химической активности при нагревании и вследствие заметной взаимной растворимости материала испаряемого вещества и тигля, образующих эвтектику, в качестве тигля использовался высокоплавкий вольфрам с температурой плавления 3650 К. Термическое распыление производилось на алюминиевую подложку. Мишени отделялись в растворе щелочи. Толщина мишеней составила ≤ 450 мкг/см².

Температура плавления циркония 1900 °С. Он слабо смачивает и реагирует с вольфрамом. Поэтому для испарения использовался метод нагрева током проводимости лодочки из вольфрама. По-

скольку цирконий имеет малое давление насыщенных паров при температуре плавления, то для создания оптимальных условий, при которых достигается $p^* = 10^{-2}$ мм рт. ст., испарение проводилось с перегревом расплава до 2400 °С. Получены мишени толщиной ≤ 370 мкг/см².

Изотопы железа имеют температуру плавления 1536 °С. Образуют сплавы со всеми тугоплавкими металлами и разрушают их. Поэтому металл не расплавлялся, а нагревался лишь до 1400 °С, используя его свойство сублимировать. В качестве материала испарителя применялся вольфрам, как наиболее устойчивый к взаимной растворимости. Полученная толщина мишеней составила ≤ 240 мкг/см².

Изотопы меди имеют температуру плавления 1084 °С. При перегреве их до температуры 1260 °С достигается максимальное парциальное давление паров. Поскольку медь не взаимодействует с тугоплавкими металлами, то предпочтительным материалом тигля является молибден, так как он легко обрабатывается механически и обладает хорошей теплопроводностью. В интервале температур распыления молибден имеет очень низкое парциальное давление паров, меньше 10^{-6} мм рт. ст. [2], что не вносит загрязняющие примеси в осаждаемые пленки. Таким образом методом термического испарения изготовлены чистые свободные пленки из меди толщиной ≤ 300 мкг/см².

1. Направлена в журн. "Ядерна фізика та енергетика".
2. W. H. Kohl, Handbook of Materials and Techniques for Vacuum Devices (Reinhold Publishing Corporation, New York, 1967).

ИССЛЕДОВАНИЕ ФОРМИРОВАНИЯ И ЭМИССИИ АЛЬФА-ЧАСТИЦ В ЯДЕРНО-ЯДЕРНЫХ СТОЛКНОВЕНИЯХ В РАМКАХ НУКЛОННОЙ КОАЛЕСЦЕНЦИИ

Ю. В. Кибкало, Л. В. Михайлов

Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев

В настоящее время, несмотря на накопленный обширный экспериментальный и теоретический материал, проблема образования и эмиссии легких заряженных частиц и γ -квантов в процессе образования и распада сильно нагретых ядерных систем представляет наибольший интерес в изучении ядерных реакций с тяжелыми ионами.

Принято считать, что сложные частицы формируются перед испусканием в нагретом ядре (или горячей зоне) из квазисвободных нуклонов или простых кластеров (коалесценция) [1]. Прямые экспериментальные доказательства коалесценции при распаде сильно нагретых ядер в настоящее время отсутствуют. Исследования [2] фоторасщепления легких ядер показали, что реакция (γ, d) сопровождается испусканием фотонов с энергией 2,22 МэВ, соответствующей энергии связи дейтрона. На основании анализа ширины этой γ -линии сделано предположение, что испускание фотона происходит в процессе образования дейтрона, с длительностью $\sim 10^{-20}$ с. Этот процесс аналогичен слиянию протона и теплового нейтрона с образованием свободного дейтрона [3]. В работе [4] в реакции фоторасщепления ${}^7\text{Li}$ наблюдался γ -пик с энергией 8,5 МэВ, соответствующей энергии связи трития. На основании наблюдения пика γ -квантов и измерения его ширины (150 кэВ) делается заключение, что внутри ядра ${}^7\text{Li}$ перед испусканием тритона происходит формирование кластера ${}^3\text{H}$ из квазисвободных нуклонов и длительность этого процесса составляет 10^{-21} с. Здесь также отмечается, что аналогичные максимумы в спектре фотонов должны сопровождать всякую реакцию, в которой происходит формирование частицы перед ее испусканием из ядра.

Если предположить, например, что α -частица формируется в горячем ядре перед вылетом из квазисвободных нуклонов или других кластеров, то этот процесс должен сопровождаться эмиссией γ -квантов в соответствии с каналом коалесценции:

- 1) $p + p + n + n = {}^4\text{He} + \gamma$ (28,3 МэВ);
- 2) $d + d = {}^4\text{He} + \gamma$ (23,85 МэВ);
- 3) $n + {}^3\text{He} = {}^4\text{He} + \gamma$ (20,6 МэВ);
- 4) $p + T = {}^4\text{He} + \gamma$ (19,8 МэВ).

Таким образом, при формировании α -частицы из протонов и нейтронов (1) вместе с эмиссией α -частицы возможно испускание γ -квантов с энергией $E = 28,3$ МэВ. Для коалесценции двух дейтронов (2) $E = 23,85$ МэВ, нейтрона и ${}^3\text{He}$ (3) $E = 20,6$ МэВ, протона и тритона $E = 19,8$ МэВ (4). Предлагаемая постановка эксперимента по исследованию формирования α -частиц в реакции $\text{N}^{14} + \text{Au}^{198}$ при энергии $E_{\text{N}^{14}} = 140$ МэВ представлена на рисунке.

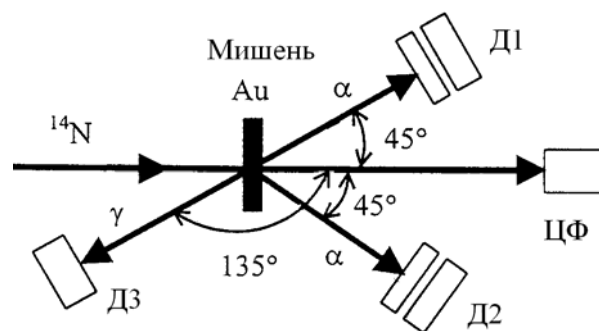


Схема эксперимента.

Детекторы Д1 и Д2 используются для измерения α -частиц и их идентификации. Детектор Д3 измеряет энергию γ -спектра на совпадении с α -частицами, регистрируемыми детектором Д1 или Д2. ЦФ-цилиндр Фарадея. Измерение двух спектров с помощью детектора Д3 на совпадении с α -детекторами Д1 и Д2 позволяет подавить γ -фон, вызванный совпадением обычных тормозных γ -квантов с α -частицами. Если этот эффект будет обнаружен и зарегистрирован на фоне, обусловленном излучением тормозных γ -квантов на уровне 10^{-3} , то появится новый метод экспериментального изучения механизма разрядки сильно нагретых ядерных систем.

1. W. J. Llope, S. E. Pratt, N. Frazier *et al.* Phys. Rev. C52, 2004 (1995).
2. Б. С. Ишханов, В. И. Мокеев, Ю. А. Новиков *и др.* ЯФ, 32, 11 (1980).
3. *Экспериментальная ядерная физика*, под ред. Э. Сегре (Изд-во иностр. лит-ры, Л., 1955), 1, с. 437.
4. Б. С. Ишханов, Ю. А. Новиков, В. М. Пискарев. ЯФ, 33, 28 (1981).

ВЕРОЯТНОСТИ ЗАСЕЛЕНИЯ УРОВНЕЙ 9⁻ 1364 И 1697 кэВ ¹⁷⁸Hf ПРИ РАСПАДЕ ¹⁷⁸Ta

А. П. Лашко, Т. Н. Лашко

Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев

Распад ¹⁷⁸Ta ($I^\pi = 7^-$, $T_{1/2} = 2,36$ час) происходит путем электронного захвата на возбужденные состояния ¹⁷⁸Hf с энергией 1147 и 1479 кэВ и квантовыми характеристиками $I^\pi = 8^-$, $K = 8$ (см. рисунок). Поскольку разность масс ¹⁷⁸Hf и ¹⁷⁸Ta составляет $\Delta = 1910 \pm 100$ кэВ [1], возможным является распад ¹⁷⁸Ta на уровни 1364 и 1697 кэВ, $I^\pi = 9^-$ ротационных полос, построенных на состояниях 8₁⁻ и 8₂⁻ соответственно. В этом случае должны наблюдаться переходы с энергиями 217 и 218 кэВ.

Источники ¹⁷⁸Ta были получены в реакции (α, n) при облучении лутециевых мишеней α -частицами с энергией $E_\alpha = 18$ МэВ на циклотроне У-120.

Гамма-спектры измерены на детекторе из сверхчистого германия объемом 5 см³ и разрешением 490 эВ на линии γ_{122} ⁵⁷Co. В спектре кроме известных γ -линий были обнаружены также линии γ_{115} и γ_{217} кэВ, которые мы относим к распаду ¹⁷⁸Ta.

На основании анализа экспериментальных данных впервые получены граничные значения для заселения уровней 9₁⁻ 1364 и 9₂⁻ 1697 кэВ ¹⁷⁸Hf при распаде ¹⁷⁸Ta [2, 3]:

$$I_\epsilon(9_1^- \text{ 1364 кэВ}) \leq 0,26 \text{ \% на распад,}$$

$$I_\epsilon(9_2^- \text{ 1697 кэВ}) \leq 0,07 \text{ \% на распад.}$$

Эти результаты были использованы для расчетов $\log-ft$ переходов. Поскольку $\log-ft$ для ветвей электронного захвата ¹⁷⁸Ta (особенно на уровень 9₂⁻ 1697 кэВ) существенно зависят от энергии пе-

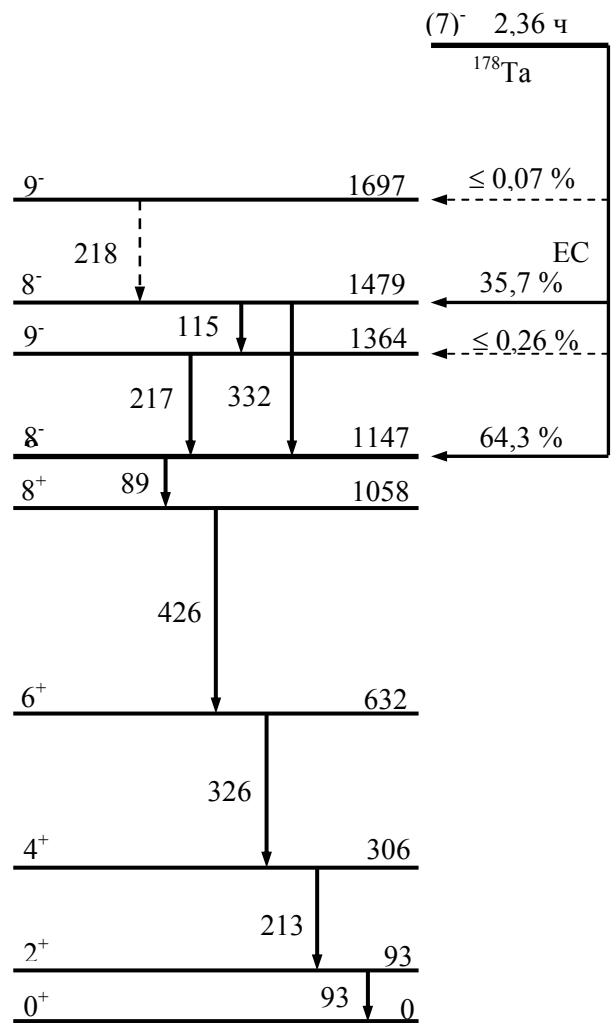


Схема распада ¹⁷⁸Ta.

Log-ft запрещенных β -переходов при распаде ¹⁷⁸Ta

Уровень	E _e , кэВ	Log-ft	Уровень	E _e , кэВ	Log-ft
9 ₁ ⁻ 1364 кэВ	446	≥ 6,9	9 ₂ ⁻ 1697 кэВ	112	≥ 5,9
	546	≥ 7,1		212	≥ 6,7
	646	≥ 7,3		312	≥ 7,2

реходов E_e, расчеты выполнены для трех значений энергии в пределах экспериментальной погрешности в значении E_e. Результаты расчетов приведены в таблице.

Полученные значения $\log-ft$ двукратно запрещенных β -переходов согласуются с соответствующей систематикой для этой области ядер.

1. C. M. Lederer, V. S. Shirley, *Table of isotopes* (J. Wiley, N.Y., 1978).
2. А. П. Лашко, Т. М. Лашко, Укр. фіз. журн. **52**, 826 (2007).
3. А.П. Лашко, Т. Н. Лашко, *Book of Abstracts, LVII International Conference on Nuclear Physics "Nucleus 2007", Voronezh, Russia, June 25 - 29, 2007* (Saint Petersburg, 2007), p. 109.

ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПАДА ^{191}Pt

Т. Н. Лашко, А. П. Лашко

Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев

Сегодня все более востребованными становятся данные об энергиях возбужденных состояний атомных ядер с точностью порядка нескольких электронвольт и выше. Развитие методики прецизионных измерений энергии γ -лучей на полупроводниковых спектрометрах, а также существенное расширение сетки ядерно-спектроскопических нормалей создали благоприятные условия для комплексных измерений энергии возбужденных уровней ядер, заселяющихся в распаде источников с более-менее значительными периодами полураспада.

Количество уровней дочернего ядра, которые возбуждаются в радиоактивном распаде материнского ядра, обычно значительно меньше, чем количество разряжающих их γ -квантов. Чтобы получить информацию об энергии всех этих γ -лучей, не обязательно измерять их все. Можно воспользоваться методом опорных переходов, применение которого позволяет существенно уменьшить трудоемкость исследований [1].

Эта методика была использована при исследовании распада ^{191}Pt ($T_{1/2} = 2,9$ сут). На гамма-спектрометре, включающем в себя два горизонтальных детектора из сверхчистого германия, измерены разности энергий между 20 парами

γ -лучей. Один γ -переход из каждой пары возбуждается при распаде ^{191}Pt , а второй, энергия которого известна с высокой точностью, сопровождается распад ^{182}Ta или ^{192}Ir .

Для приготовления смешанного радиоактивного источника нужного состава ^{191}Pt была получена в реакции (n, γ) при облучении обогащенной платины (содержание изотопа ^{190}Pt 0,8 %) на исследовательском реакторе ВВР-М. ^{182}Ta ($T_{1/2} = 114$ сут) и ^{192}Ir ($T_{1/2} = 74$ сут) также нарабатаны в реакции (n, γ) при облучении тантала и обогащенного иридия (содержание изотопа ^{191}Ir 94 %) тепловыми нейтронами.

На основании этих данных с высокой точностью определены энергии 17 γ -лучей, сопровождающих распад ^{191}Pt . Они были использованы в качестве опорных для расчетов энергий уровней ^{191}Ir и энергий разряжающих их γ -переходов.

Были определены энергии 11 уровней ^{191}Ir и энергии 39 γ -квантов, сопровождающих распад ^{191}Pt , с точностью, которая на порядок превышает известные до сих пор значения (см. таблицу) [2, 3]. Большинство из них полностью соответствуют требованиям, предъявляемым к энергетическим нормалям 4-го порядка, и могут быть использованы в качестве реперов для нужд ядерной спектроскопии.

Энергии уровней ^{191}Ir и γ -лучей, возбуждающихся в распаде ^{191}Pt

Энергии, эВ					
уровней	γ -лучей	уровней	γ -лучей	уровней	γ -лучей
82427.0(9)	82427.0(9)	538904.2(9)	359926.5(13)	658920.5(32)	658919.3(32)
129431.9(10)	47004.9(14)		409471.8(14)	747833(6)	208929(6)
	129431.9(10)		456476.6(13)		396645(6)
171296(6)	41864(6)		538903.4(9)		568855(6)
178977.3(9)	49545.4(14)	624098(5)	85194(5)		618400(6)
	96550.3(13)		445120(5)		747833(6)
	178977.2(9)		494666(5)	762580.3(29)	138482(6)
351187.5(14)	172210.1(17)		541671(5)		223676.0(30)
	221755.5(17)		624097(5)		411392.3(32)
	268760.3(17)	658920.5(32)	267952.8(18)		583602.0(30)
	351187.1(14)		307732.7(35)		633147.3(31)
390968(4)	219672(5)		479942.5(33)		680152.0(30)
538904.2(9)	187716.6(17)		576492.6(33)		762578.7(29)

1. А. П. Лашко, Т. Н. Лашко, Ядерна фізика та енергетика, **2(18)**, 151 (2006).
2. А. П. Лашко, Т. Н. Лашко, Изв. РАН. Сер. физ. **71**, 765 (2007).

3. A. P. Lashko, T. N. Lashko, *LVII International Conference on Nuclear Physics "Nucleus 2007"*. June 25 - 29, 2007. Voronezh, Russia. *Book of Abstracts* (Saint Petersburg, 2007), p. 108

ДОСЛІДЖЕННЯ ВИХОДУ e_0 -ЕЛЕКТРОНІВ З ПОВЕРХНІ МІШЕНІ ПРИБОМБАРДУВАННІ α -ЧАСТИНКАМИ НА ЦИКЛОТРОНІ У-120

А. О. Вальчук, В. Т. Купряшкін, Л. П. Сидоренко, О. І. Феоктістов, А. Є. Борзаковський, В. І. Куц

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

При радіоактивному розпаді або при бомбардуванні мішені зарядженими частинками завжди з поверхні випромінюються електрони близько-нульової енергії (e_0 -електрони). Причиною випромінювання e_0 -електронів являється раптове виникнення заряду ΔZe поблизу поверхні мішені в момент прольоту через неї α -частинки (ефект струсу).

В роботі [1] нами було встановлено, що вихід e_0 -електронів для декількох груп α -частинок при розпаді ^{226}Ra пропорційний $E_\alpha^{-1/2}$. Проте ці групи близькі за енергією, і щоб перевірити залежність виходу e_0 -електронів від енергії в більш широкому діапазоні енергій були проведені ці дослідження на У-120.

Вимірювання проводилися в камері Д на пучку α -частинок, розсіяних мішенню на кут 40° від напрямку первинного пучка ($E_\alpha = 27,2 \text{ MeV}$). Далі α -частинки розсіяного пучка попадали в вимірювальну камеру, де, пройшовши крізь Al-фольгу, реєструвалися α -детектором. Виникаючи при цьому на поверхні Al-фольги e_0 -електрони реєструвалися детектором МКП (шеврон із двох мікро-каналних плас-

тин). На рис.1 приведено один із спектрів α -частинок, отриманих в роботі.

Для отримання різних енергій α -частинок на прямий пучок в якості мішеней ставились титанова або вуглецеві фольги. Крім того, енергію α -частинок можна було також додатково змінювати, вводячи поглиначі із Al-фольги різної товщини.

Вимірювались α -спектри та спектри ($e_0\alpha$)-збігів, з яких визначались виходи e_0 -електронів для α -частинок різних енергій [1]. Результати усіх вимірів наведені у вигляді графіка на рис.2.

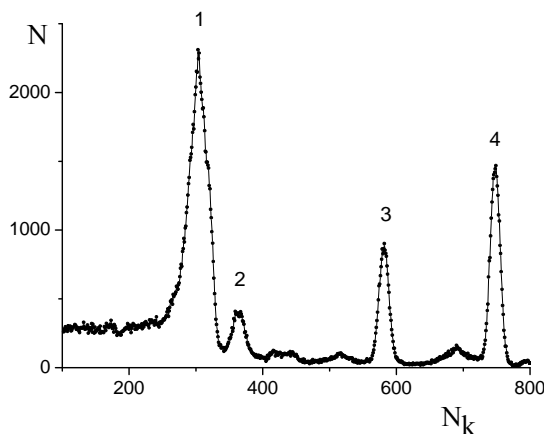


Рис.1. Спектр α -частинок, розсіяних вуглецевою мішенню. Товщина Al поглинача 26 мкм. 1 – пік протонів із С (α, p)-реакції; 2, 3 – піки непружного розсіяння α на С; 4 – пік пружного розсіяння α на С.

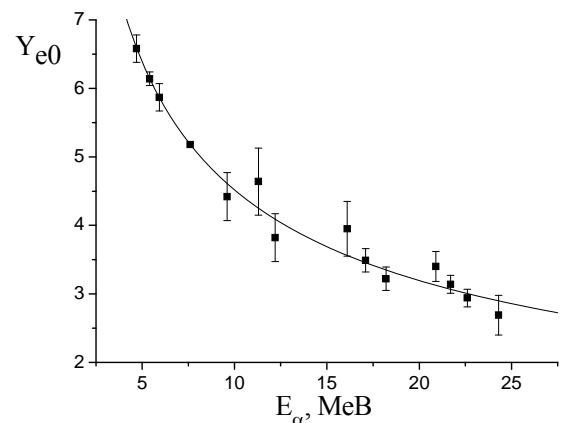


Рис.2. Залежність виходу e_0 -електронів Y_{e_0} від енергії α -частинок E_α . Суцільна крива проведена по χ^2_{min} для $Y_{e_0} \sim v^{-1}$.

Суцільною кривою представлена залежність $Y_{e_0} \sim E_\alpha^{-1/2} \sim v^{-1}$, де v - швидкість α -частинки. З рисунка видно, що крива добре описує експериментальні точки. Тобто можна зробити висновок, що вихід e_0 -електронів обернено пропорційний швидкості α -частинок, які бомбардують мішень.

1. В. Т. Купряшкін, Л. П. Сидоренко, О. І. Феоктістов, І. П. Шаповалова, УФЖ, **51**, 5 (2006).

ЕНЕРГЕТИЧНИЙ РОЗПОДІЛ ЕЛЕКТРОНІВ “СТРУСУ” ПРИ β -РОЗПАДІ ^{152}Eu

М. Ф. Митрохович

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

Дослідження часових, енергетичних та кореляційних характеристик електронів “струсу” атомних електронів при β -розпаді та внутрішній конверсії важливе як при вирішенні конкретних ядерно-спектроскопічних задач (наприклад, при вимірюваннях КВК [1]), так і при вирішенні загально-фізичних задач (кореляційний рух частинок у імпульсному просторі [2]). Енергетичний розподіл електронів “струсу” при β -розпаді ^{152}Eu , невідомий досі, вимірювався на спеціальній вакуумній установці збігів γ -квантів і β -частинок з електронами, включаючи e_0 -електрони вторинної електронної емісії ($\gamma\beta(e+e_0)$ - збіги). Вимірювання спектру електронів “струсу” проведені по створюваними від них e_0 -електронам. Шляхом проведення порогових вимірів з часовими спектрами був досліджений і виміряний в діапазоні 200 – 1700 еВ інтегральний (і на цій основі із врахуванням самопоглинання Р) диференціальний спектр електронів “струсу” атомних електронів при β -розпаді ^{152}Eu .

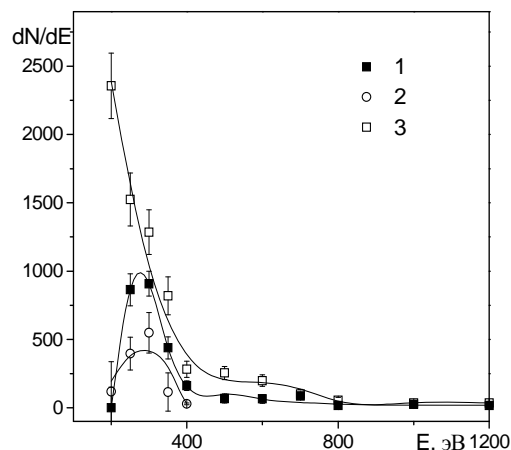


Рис.1. Диференціальні спектри електронів“струсу” в β -розпаді ^{152}Eu із різних вимірювань (1, 2) і спектр електронів Оже (3). 1 – $(N_{\gamma 344(\beta+e_0)} - N_{\gamma 344})$. 2 – $N_{\gamma 344e_0}/N_{\gamma 344\gamma\beta}$. 3 – $N_{\gamma 1408e_0}/N_{\gamma 1408e}$ спектр електронів Оже.

Встановлено, що непервний спектр електронів “струсу” в β -розпаді ^{152}Eu – низькоенергетичний і практично закінчується вже при 400 еВ. В районі 300 еВ спостерігається максимум енергетичного розподілу.

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

Експериментальні і скореговані на самопоглинання у джерелі інтегральні спектри електронів “струсу” при β -розпаді ^{152}Eu із різних вимірювань (1, 1^c, 2, 2^c) і спектр електронів Оже (3, 3^c)

U_s , eV	1	2	3	P	1 ^c	2 ^c	3 ^c
200	679(7)	400(42)	1762(39)	0.21	3233(33)	1905(200)	8388(186)
250	824(24)	452(23)	1526(38)	0.253	3257(36)	1787(91)	6032(150)
300	706(20)	410(23)	1330(36)	0.295	2393(68)	1390(78)	4508(124)
350	496(20)	281(42)	1076(35)	0.334	1485(60)	841(126)	3223(105)
400	389(20)	270(23)	894(34)	0.372	1046(54)	726(62)	2404(91)
500	322(19)		819(33)	0.445	724(43)		1841(73)
600	303(27)		685(33)	0.514	589(53)		1333(64)
700	267(21)		542(31)	0.58	460(36)		935(53)
800	185(20)		472(31)	0.642	288(31)		735(48)
1000	172(21)		387(30)	0.76	226(28)		510(64)
1200	114(21)		322(30)	0.87	131(24)		371(34)
1400	61(22)		226(29)	0.97	63(23)		233(30)
1700	21(23)		113(29)	1.0	21(23)		113(29)

1. Н. Ф. Митрохович, Збірник наукових праць Інституту ядерних досліджень, **2(8)**, 70 (2002).

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

ФОТОЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ НА ЯДРАХ ^{118}Sn И ^{121}Sb С ВЫЛЕТОМ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

И. Н. Вишневський, В. А. Желтоножский, А. Н. Саврасов, Н. В. Стрильчук

Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев

Исследование изомерных отношений в фото-ядерных реакциях наиболее полно проведено в (γ, n) и (γ, γ') -реакциях. Реакции (γ, p) изучены намного меньше. Данные об изомерных отношениях в (γ, α) -реакции отсутствуют. Основными причинами этого являются значительно меньшие сечения (γ, p) - и (γ, α) -каналов по сравнению с (γ, n) -реакцией. Например, при облучении ядер тормозным спектром с граничной энергией в районе гигантского дипольного резонанса (ГДР) выходы реакции в подбарьерной области энергий оказываются на три-четыре порядка меньше.

Целью данной работы является измерение изомерных отношений в (γ, p) - и (γ, α) -реакциях для $^{117m,g}\text{In}$.

Изучение фотоядерных реакций проводилось на тормозном излучении с граничной энергией 15 и 22 МэВ. Облучалась сборка, состоящая из трех образцов (^{118}Sn -обогащения 98 %, естественных мишеней из сурьмы и золота). Данные о числе γ -квантов в тормозном спектре определяли из выхода реакции $^{197}\text{Au}(\gamma, n)^{196m,g}\text{Au}$.

Спектры γ -лучей облученных образцов измерялись на полупроводниковых спектрометрах с детекторами из сверхчистого германия. Характерные спектры приведены на рис. 1 и 2 для (γ, p) - и (γ, α) -реакций соответственно.

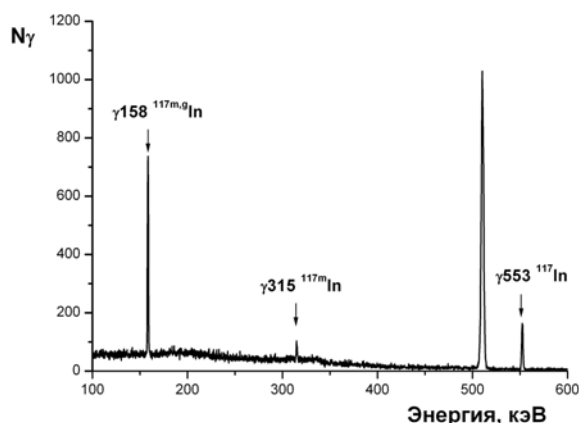


Рис. 1. Спектр $^{117m,g}\text{In}$ из (γ, p) -реакции, $E_{\gamma}^{zp} = 22$ МэВ.

Выход заселения основного состояния $Y_g (I^{\pi} = 2^-)$ и изомерного состояния $Y_m (I^{\pi} = 12^-)$ ^{196}Au в реакции $^{197}\text{Au}(\gamma, n)^{196m,g}\text{Au}$ определяли по пикам с энергиями 356 и 188 кэВ, принадлежащим распаду ^{196g}Au и ^{196m}Au соответственно.

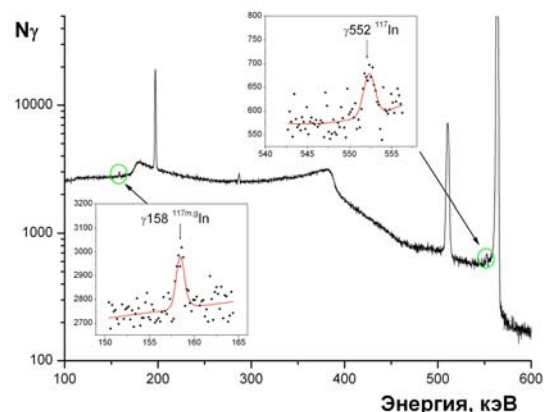


Рис. 2. Спектр $^{117m,g}\text{In}$ из (γ, α) -реакции, $E_{\gamma}^{zp} = 22$ МэВ.

Из наших данных о интенсивностях гамма-переходов были получены для (γ, p) -реакции $Y_m/Y_g = 1.18(9)$ для 22 МэВ и $Y_m/Y_g = 6.7(9)$ для 15 МэВ. В (γ, α) -реакции $Y_m/Y_g = 0.23(9)$ для 22 МэВ.

Из данных о возбуждении $^{117m,g}\text{In}$ в (γ, α) -реакции на ^{121}Sb нами впервые определено изомерное отношение для тормозного излучения с граничной энергией 22 МэВ. Как видно из полученной величины, при испускании α -частиц происходит доминирующее заселение высокоспиновых состояний. Полученные данные указывают, что испарительные процессы доминируют при вылете заряженных частиц в области выше кулоновского барьера.

Нами проведено моделирование изомерных отношений с помощью программного пакета TALYS [1]. Теоретические значения изомерных отношений для всех реакций при $E_{\gamma} = 22$ МэВ завышены примерно в два раза. Из сравнения наших данных с расчетными следует, что модельная плотность низкоспиновых состояний завышена примерно в два раза как для ядер с $A \sim 120$, так и для $A = 196$ в области возбуждения остаточного ядра $E \sim 10$ МэВ.

1. Ю. П. Гангрский, П. Зузан, Н. Н. Колесников и др., Ядерная физика **2**, 1733 (1999).
2. A. J. Koning, S. Hilaire, M. C. Duijvestijn, *Proc. of the International Conference on Nuclear Data for Science and Technology*, 2005, p. 1154.

РАДИОАКТИВНОСТЬ В ТЕХНОЛОГИЧЕСКИХ ОТХОДАХ АЭС

М. Д. Бондарьков¹, А. М. Максименко¹, И. Н. Вишневский², В. А. Желтоножский²,
М. В. Желтоножская², Л. В. Садовников², С. В. Ильичев³, В. В. Боярищев³

¹Международная радиоэкологическая лаборатория Чернобыльского Центра, Славутич

²Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев

³Южноукраинская АЭС, Южноукраинск

В настоящее время все реакторы энергоблоков действующих АЭС являются источником значительного количества радиоактивных отходов (РАО). Поэтому задача получения достоверных данных об изотопном составе и активности РАО чрезвычайно актуальна. С целью определения общего содержания радиоактивности РАО, образующихся при эксплуатации Южно-Украинской АЭС (ЮУАЭС), нами произведены измерения содержания гамма-, бета- и альфа-радионуклидов в жидких (ЖРО) и твердых (ТРО) РАО.

Спектры гамма-лучей измерялись на антикомптоновском спектрометре, имеющем входное бериллиевое окно. Измерения ⁹⁰Sr выполнялись по разработанной нами методике на β-спектрометре с NaI (Тl)-детектором толщиной 1 мм. На этом же спектрометре выполнялись измерения β-излучателей после радиохимии. Трансурановые нуклиды выделялись радиохимически с последующим измерением спектров на α-спектрометре.

На рис. 1 и 2 представлены сводные данные о результатах измерений удельной активности нуклидов в образцах ТРО и ЖРО, измеренные непосредственно на ЮУАЭС.

Сравнительный анализ активностей ТРО и ЖРО демонстрирует их заметные отличия. В то время как в ЖРО наиболее существенную долю составляют изотопы ¹³⁴Cs и ¹³⁷Cs, в ТРО – ⁵¹Cr и ⁹⁰Sr; при этом доля ⁶⁰Co также велика и приблизительно одинакова в обоих видах РАО.

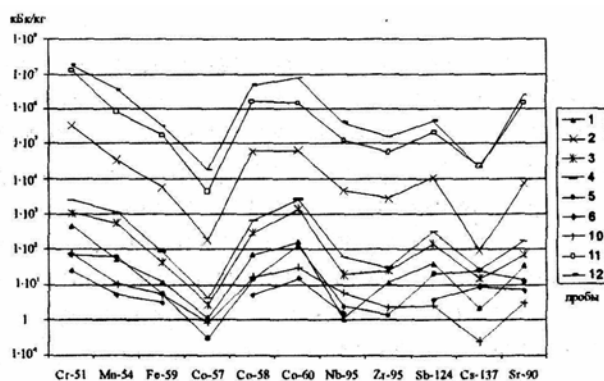


Рис. 1. Сводная диаграмма результатов измерений концентрации активностей радиоактивных изотопов в образцах ТРО, кБк/кг.

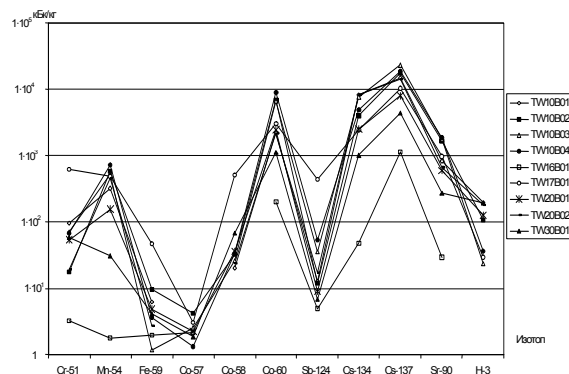


Рис. 2. Сводная диаграмма результатов измерений концентрации активностей радиоактивных изотопов в образцах ЖРО, кБк/кг.

Даже без корреляционного анализа хорошо заметно согласованное изменение концентрации многих изотопов, как в ТРО, так и ЖРО.

Дальнейший анализ показывает, что ⁶⁰Co и ¹³⁷Cs являются хорошо наблюдаемыми компонентами. ⁶⁰Co и ¹³⁷Cs имеют различное происхождение: если ⁶⁰Co – это наведенная в результате облучения нейтронами активность, то ¹³⁷Cs может появиться только как продукт деления. Таким образом, измеряя активность ⁶⁰Co и ¹³⁷Cs, мы не только контролируем по корреляционным соотношениям основную часть радиологически значимых изотопов, но и оба канала образования РАО.

В целом для ЖРО существует не только хорошая корреляция для отдельных изотопов, но и довольно близкое совпадение удельных активностей для разных емкостей.

В то же время для ТРО, где корреляция между отдельными активностями намного выше, чем для ЖРО, разница между удельными активностями отдельных образцов намного больше и достигает пяти порядков (см. рис. 2).

Из наших данных следует, что если отношение активности ⁶⁰Co и ¹³⁷Cs равно $0,277 \pm 0,33$, то, измерив NaI спектрометром интенсивности γ 662 кэВ и γ 1330 кэВ, легко оценить общую активность образцов.

ИЗОМЕРНЫЕ ВЫХОДЫ В (γ, n) -РЕАКЦИЯХ ДЛЯ ЯДЕР С $\Delta I \geq 5$

В. А. Желтоножский, П. Н. Музалев, А. Н. Саврасов, Н. В. Стрильчук

Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев, Украина

Исследование изомерных отношений для состояний, которые значительно отличаются по спинам, открывает новые возможности при изучении механизмов ядерных реакций и статистических свойств возбужденных состояний в области непрерывного спектра. Экспериментальные данные для таких ядер позволяют с существенно большей точностью оценить как параметр плотности одночастичных уровней, так и параметр ограничения по спину. Особенно чувствительны такие данные в припороговой области и для изомерных пар с большой разницей спинов.

Нами проведено изучение изомерных выходов в (γ, n) -реакциях на ядрах ^{116}Cd ($I^\pi = 0^+$), ^{121}Sb ($I^\pi = 5/2^+$) и $^{151,153}\text{Eu}$ ($I^\pi = 5/2^+$). Исследовались изомерные выходы для ^{115}Cd ($\Delta I = 5$), ^{120}Sb ($\Delta I = 7$) и $^{150,152}\text{Eu}$ ($\Delta I = 5, 8$).

Измерения изомерных отношений в (γ, n) -реакциях проводились методом наведенной активности на тормозном пучке γ -квантов микротрона М-30 ИЭФ НАН Украины при граничных энергиях тормозных γ -квантов $E_\gamma^{sp.} = 12$ и 12.5 МэВ.

Сложность таких измерений обусловлена значительной разницей в парциальных $T_{1/2}$. Для данных радионуклидов их соотношение более 1000. Поэтому измерения проводились в "дальней" и "ближней" геометрии при очень большой паузе между измерениями. Это потребовало измерения абсолютных кривых эффективностей γ -спектрометров. Для этого использовались калибровочные источники $^{152,154}\text{Eu}$ и ^{137}Cs . В "ближней" геометрии измерения проводились с большим "мертвым" временем и в γ -спектрах наблюдались интенсивные пики суммирования. Для учета этих процессов была разработана специальная программа, использование которой позволило получить погрешность 3 - 5 %.

На рис. 1 и 2 приведены фрагменты γ -спектров $^{150m,g}\text{Eu}$, $^{152m,g}\text{Eu}$ и $^{115m,g}\text{Cd}$ соответственно. Изомерные отношения выходов для ^{115}Cd , ^{120}Sb и $^{150,152}\text{Eu}$ получены впервые.

Полученные данные о изомерных отношениях выходов $[Y_m/Y_g]$ приведены в таблице.

Нами были выполнены расчеты изомерных отношений по каскадно-испарительной модели и получено в пределах погрешностей совпадение

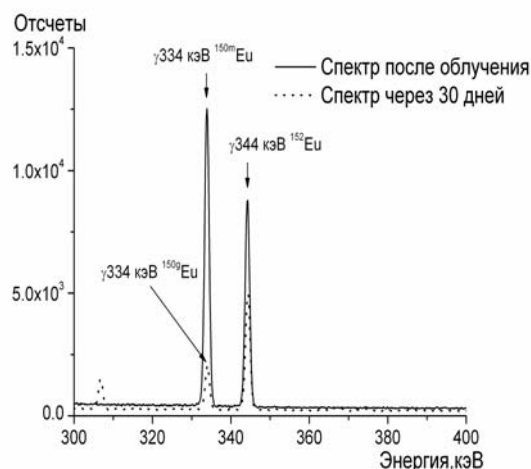


Рис. 1. Спектр $^{150m,g}\text{Eu}$, $^{152m,g}\text{Eu}$ при $E_\gamma^{sp.} = 12$ МэВ.

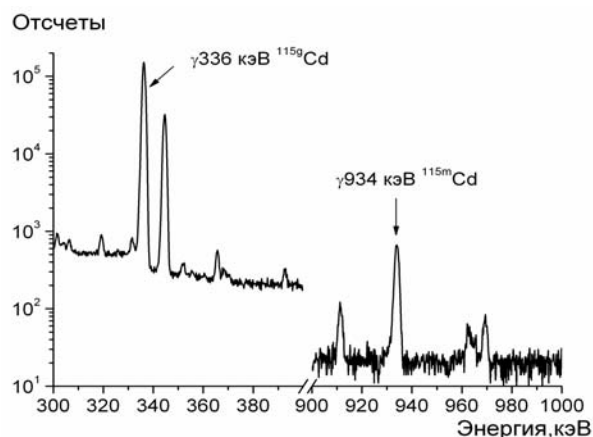


Рис. 2. Спектр $^{115m,g}\text{Cd}$ при $E_\gamma^{sp.} = 12$ МэВ.

Реакция	$E_\gamma^{sp.}$, МэВ	$[Y_m/Y_g]$
$^{116}\text{Cd}(\gamma, n)^{115m,g}\text{Cd}$	12	$(5.0 \pm 0.3) \cdot 10^{-2}$
$^{121}\text{Sb}(\gamma, n)^{120m,g}\text{Sb}$	12.5	$(1.8 \pm 0.2) \cdot 10^{-2}$
$^{151}\text{Eu}(\gamma, n)^{150m,g}\text{Eu}$	12	$(1.5 \pm 0.1) \cdot 10^{-1}$
$^{153}\text{Eu}(\gamma, n)^{152m,g}\text{Eu}$	12	$(1.2 \pm 0.1) \cdot 10^{-3}$

экспериментальных и теоретических значений. Это указывает, что даже при энергиях возбуждения остаточных ядер 3 - 4 МэВ доминирует статистический характер (γ, n) -реакций.

ГИПЕРСАТЕЛЛИТЫ ПРИ АВТОИОНИЗАЦИИ АТОМОВ ^{109}Ag , ^{123}Te И ^{147}Pm В ПРОЦЕССЕ ВНУТРЕННЕЙ КОНВЕРСИИ γ -ЛУЧЕЙ

И. Н. Вишневецкий, С. С. Драпей, В. А. Желтоножский, М. В. Желтоножская, Н. В. Стрельчук

Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев

В процессе внутренней конверсии γ -лучей образуется вакансия на К-оболочке. Отсутствие электрона вызывает мгновенное изменение заряда, что приводит к стряхиванию электронов с атомных оболочек. Теоретически такой процесс изучался более 60 лет назад [1], однако до сих пор не существует единой теории, описывающей возбуждение атома при изменении заряда вблизи ядра (процесс внутренней конверсии γ -лучей) или в ядре (β^\pm , α -распад).

При одновременном стряхивании двух К-электронов в характеристическом спектре появляются дополнительные переходы, смещенные в области больших энергий (гиперсателлиты).

Нами были выполнены измерения вероятности образования гиперсателлитов в процессе образования двух вакансий в К-оболочке ^{109}Ag , ^{123}Te и ^{147}Pm за счет процесса внутренней конверсии γ -лучей.

Для ^{109}Ag измерения были выполнены на установке многомерных совпадений с двумя Ge-детекторами. В спектре совпадений с K_{χ} -излучением, представленном на рис. 1, наблюдается гиперсателлит (K_{α}^h), связанный с образованием двух вакансий на К оболочке.

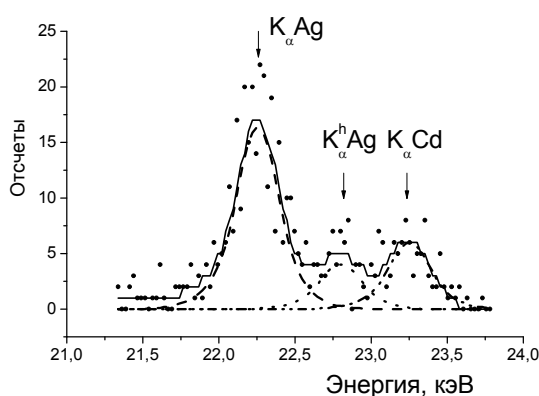


Рис. 1. Участок спектра совпадений с K_{α} Ag.

Схема распада ^{123m}Te такова что для выделения гиперсателлитов необходимо проводить измерения тройных совпадений. Нами измерения проводились на установке с детектором NaI(Tl) и двумя Ge-спектрометрами с бериллиевыми окнами.

На рис. 2. представлен отсортированный спектр тройных совпадений с окнами $\gamma 159$ кэВ и K_{χ} Te, в котором выделены гиперсателлиты технеция.

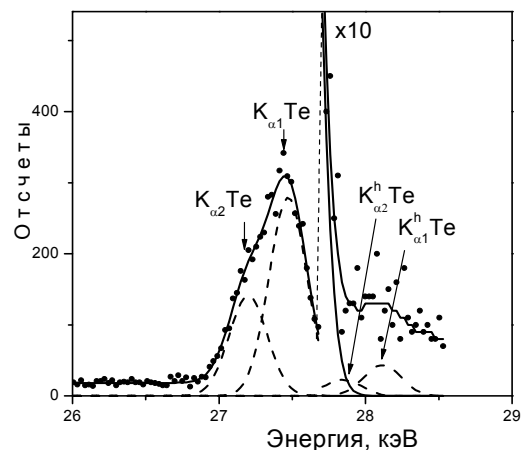


Рис. 2. Спектр совпадений с $K_{\chi}\gamma 159$ кэВ ^{123m}Te .

Измерение гиперсателлитов в ^{147}Pm изучалось через измерения одиночных γ -спектров ультратонким Ge-спектрометром, так как схема распада ^{147}Nd на уровни ^{147}Pm слишком сложна, чтобы можно было однозначно определить гиперсателлиты через измерения совпадений.

После обработки измеренных спектров были получены вероятности двойной ионизации К-оболочки P_{KK} и смещения гиперсателлитов ΔE^h для исследуемых ядер. Результаты представлены в таблице.

Ядро	E_{γ} , кэВ	$P_{KK} \cdot 10^5$	ΔE^h , эВ	
			Эксперимент	Теория [2]
^{109}Ag	88	25(3)	547(40)	535
^{123}Te	88.4	41(3)	645(50)	610
^{147}Pm	91.1	230(40)	653(34)	750

Как видно, экспериментальные значения смещения довольно неплохо совпадают с теоретическими расчетами, кроме ^{147}Pm . Расхождение для ^{147}Pm может быть связано с очень малой кинетической энергией электронов, которые излучаются при двойной ионизации ($E_e = 740$ эВ), что может привести к значительному влиянию корреляционных эффектов [3].

1. E. L. Feinberg, J. Phys (USSR) **4**, 423 (1941).
2. M. H. Chen and B. Crasemann, Phys. Rev. A **25**, 391 (1982).
3. М. Д. Бондарьков, В. А. Желтоножский, А. Г. Зелинский и др., ЖЭТФ **110**, 1 (1996).

ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ ВЫСОКОСПИНОВЫХ ИЗОМЕРОВ ^{190}Ir , ^{196}Au В ОКОЛОПороГОВОЙ ОБЛАСТИ

И. Н. Вишнеvський, В. А. Желтоножский, Н. В. Стрильчук, П. Н. Трифонов

Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев

Из данных об изомерных отношениях можно сделать заключение о механизмах ядерных реакций, изучить статистические свойства возбужденных состояний атомных ядер и т.д. Полученная информация будет более однозначной для простых ядерных реакций, таких как (γ, n) , (n, γ) , (d, p) , (p, γ) . Во всех этих реакциях вносится небольшой угловой момент $(1/2 \div 1)\hbar$, а дисперсия моментов после вылета частицы меняется в диапазоне $(2 \div 3)\hbar$. При изучении реакций в околопороговой области можно выбрать не очень большой диапазон энергий возбуждения остаточного ядра. Все это позволяет значительно упростить анализ изомерных отношений.

Целью данной работы является измерение изомерных отношений в $^{190m,g}\text{Ir}$ и $^{196,198m,g}\text{Au}$ в реакциях с γ -квантами.

Измерения изомерных отношений в (γ, n) -реакциях проводились методом наведенной активности на тормозном γ -пучке микротрона М-30 ИЭФ НАН Украины и бетатрона Ужгородского университета при граничных энергиях γ -квантов E_γ^{zp} : 12, 12.5, 16 и 22 МэВ.

В ^{190}Ir есть изомерное состояние с $I^\pi = 11^-$ и основное с $I^\pi = 4^+$. Для получения выходов Y заселения изомерного состояния с $I^\pi = 11^-$ определяли площади фотопиков γ -линий 502 и 616 кэВ, а основного - $\gamma 371$ кэВ (рис. 1).

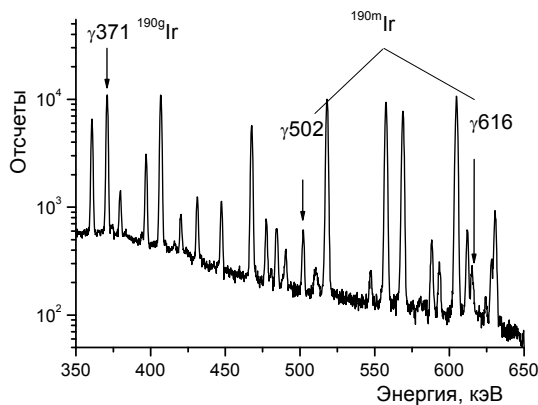


Рис. 1. Спектр $^{190m,g}\text{Ir}$ при $E_\gamma^{zp} = 12,5$ МэВ.

Выход заселения изомерного состояния Y_m ($I^\pi = 12^-$) ^{196}Au и основного состояния Y_g ($I^\pi = 2^-$) в реакции $^{197}\text{Au}(\gamma, n)^{196m,g}\text{Au}$ определяли по пикам с

энергиями 356 и 188 кэВ, принадлежащим распаду ^{196g}Au и ^{196m}Au соответственно (рис. 2).

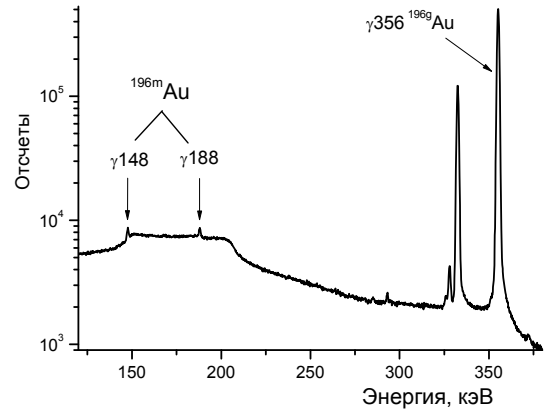


Рис. 2. Спектр $^{196m,g}\text{Au}$ при $E_\gamma^{zp} = 22$ МэВ.

Полученные данные о изомерных отношениях выходов $[Y_m/Y_g]$ с разными γ -квантами приведены в таблице.

Реакция	E_γ^{zp} , МэВ	$[Y_m/Y_g] \cdot 10^5$
$^{191}\text{Ir}(\gamma, n)^{190m,g}\text{Ir}$	12	(5.3 ± 1.0)
	12.5	(5.2 ± 0.4)
	16	(61 ± 5)
$^{197}\text{Au}(\gamma, n)^{196m,g}\text{Au}$	12	(1.1 ± 0.4)
	12.5	(2.2 ± 0.6)
	22	(59 ± 2)

Изомерные отношения для (γ, n) -реакций на $^{190m,g}\text{Ir}$ для данных энергий получены впервые.

Данные для $^{196m,g}\text{Au}$ в области 12 МэВ ранее изучались только в работе [1], где для 12 МэВ была получена величина $\sigma_m/\sigma = 1 \cdot 10^{-4}$. Это было одной из причин проведения измерений при 22 МэВ, где надежно наблюдаются γ -переходы ^{196m}Au (см. рис. 2). Полученная величина Y_m/Y_g для 22 МэВ хорошо согласуется с данными из [2], где $Y_m/Y_g = 6.1 \cdot 10^{-4}$ и примерно на ту же величину наше значение занижено по сравнению с [1], где $Y_m/Y_g = 3.0 \cdot 10^{-3}$ для $E_{zp}^{макс} = 23.5$ МэВ.

1. L. Z. Dzhilavian *et al.*, Sov. J. Nucl. Phys. **3**, 519 (1981).
2. Yu. P. Gangrski *et al.*, Izv. Acad. Nauk. Ser. Fiz. **68(2)**, 167 (2004).

DOUBLE BETA DECAY OF ^{100}Mo TO EXCITED LEVELS OF ^{100}Ru :
ARMONIA EXPERIMENT

P. Belli¹, R. Bernabei¹, R. S. Boiko², R. Cerulli³, F. A. Danevich⁴, S. d'Angelo¹, A. Incicchitti⁵,
V. V. Kobychiev⁴, B. N. Kropivnyansky⁴, M. Laubenstein⁴, P. G. Nagorny², S. S. Nagorny⁴, S. Nisi³,
D. V. Poda⁴, D. Prosperi⁵, O. G. Shkulkova⁴, V. I. Tretyak⁴, I. M. Vyshnevskiy⁴, S. S. Yurchenko⁴

¹Dip. di Fisica, Università di Roma "Tor Vergata" and INFN, Rome, Italy

²Chemical Department, Kyiv National Taras Shevchenko University, Kyiv

³INFN, Laboratori Nazionali del Gran Sasso, Assergi (AQ), Italy

⁴Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv

⁵Dipartimento di Fisica, Università di Roma "La Sapienza" and INFN, Rome, Italy

Two neutrino (2ν) double beta (2β) decay is a transformation of a (A, Z) nucleus to ($A, Z + 2$) with simultaneous emission of two electrons and two antineutrinos. Being the second order process in the weak interactions, it is the rarest decay ever observed to-date, with half lives in the range of 10^{18} - 10^{21} yr. It was registered for 10 nuclei (see, f.e. [1]), and for two nuclei (^{100}Mo and ^{150}Nd) $2\beta 2\nu$ decay was observed not only for transitions to the ground states, but also to the first excited 0^+_1 levels of daughter nuclei (see Fig. 1).

Values of half life for $^{100}\text{Mo} \rightarrow ^{100}\text{Ru}^*$ measured in few experiments [2] are in the range of $(5.7 - 9.3) \cdot 10^{20}$ yr. However, they are in contradiction with result of the experiment [3], where only the limit $>1.2 \cdot 10^{21}$ yr was obtained for this process.

The experiment [3] was performed with 1 kg of Mo (enriched in ^{100}Mo to 99.5 %) which belongs to the INR, Kyiv. In present measurements we use the same ^{100}Mo sample to recheck result [3], confirming observations [2] or setting more severe $T_{1/2}$ limit.

In the experiment, we use molybdenum oxide $^{100}\text{MoO}_3$ obtained from ^{100}Mo in result of chemical purification. Its mass is 1199 g. Measurements are performed in the low background set-up with four HP Ge detectors of 225 cm^3 volume each in underground conditions of the Gran Sasso National Laboratories of the INFN (3600 m w.e.). Current statistics is 10572 h. Spectrum of coincidence between two HP Ge detectors is presented in Fig. 2, when energy window of one of detectors is set to the expected energy of gamma quanta emitted in $2\beta 2\nu$ decay to $^{100}\text{Ru}^*$ (540 or 591 keV; width of window ± 2 keV is in accordance with the energy resolution of HP Ge at these energies). Bottom part shows background events, when energy window is shifted to neighbouring 545 ± 2 keV value.

Five events, which are present now in the coincidence spectrum (Fig. 2 top and middle), correspond to the half life value of $T_{1/2} = \sim 6 \cdot 10^{20}$ yr for $^{100}\text{Mo} \rightarrow ^{100}\text{Ru}^*$ $2\beta 2\nu$ decay, in agreement with previous results [2].

Further data collection is in progress.

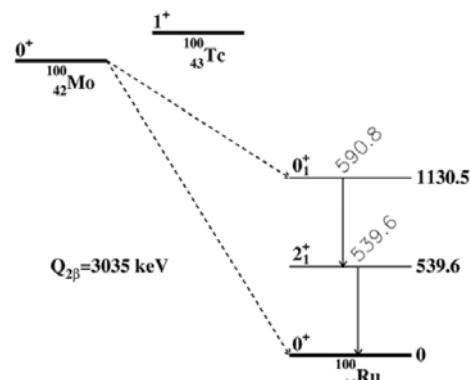


Fig. 1. Scheme of 2β decay of ^{100}Mo to the ground state and to the first 0^+_1 excited level of ^{100}Ru . Energies of levels and de-excitation γ quanta are given in keV.

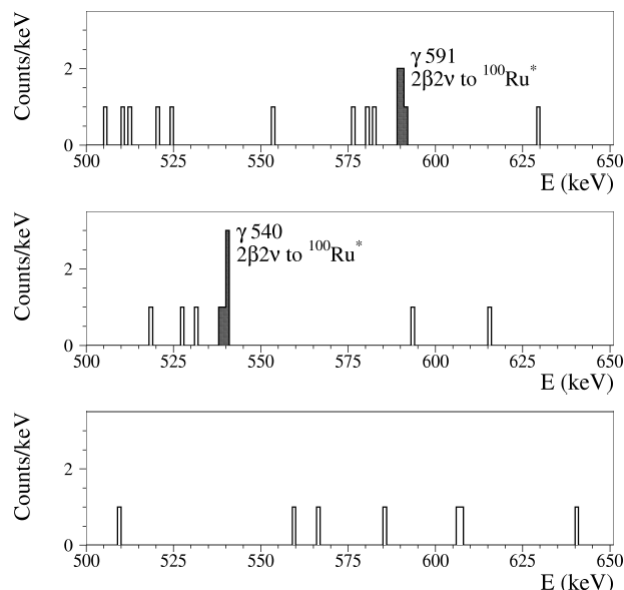


Fig. 2. Spectra in coincidence when energy of one of γ quanta is equal 540 ± 2 keV (top) or 591 ± 2 keV (middle), expected for $2\beta 2\nu$ decay to $^{100}\text{Ru}^*$, and background spectrum (bottom) when window is shifted to 545 ± 2 keV.

1. V. I. Tretyak, Yu. G. Zdesenko, At. Data Nucl. Data Tables **80**, 83 (2002).
2. A. S. Barabash *et al.*, Phys. Lett. B **345**, 408 (1995); A. S. Barabash *et al.*, Phys. At. Nucl. **62**, 2039 (1999); M. J. Hornish *et al.*, Phys. Rev. C **74**, 044314 (2006); R. Arnold *et al.*, Nucl. Phys. A **781**, 209 (2006).
3. D. Blum *et al.*, Phys. Lett. B **275**, 506 (1992).

INVESTIGATION OF β DECAY OF ^{113}Cd

**P. Belli¹, R. Bernabei¹, N. Bukilic², F. Cappella³, R. Cerulli⁴, C. J. Dai⁵, F. A. Danevich⁶,
 J. R. de Laeter², A. Incicchitti³, V. V. Kobychyev⁶, S. S. Nagorny⁶, S. Nisi⁴, F. Nozzoli¹,
 D. V. Poda⁶, D. Proserpi³, V. I. Tretyak⁶, S. S. Yurchenko⁶**

¹*Dip. di Fisica, Università di Roma "Tor Vergata" and INFN, Rome, Italy*

²*Dep. Applied Phys., Curtin University, GPO, Perth, Western Australia*

³*Dipartimento di Fisica, Università di Roma "La Sapienza" and INFN, Rome, Italy*

⁴*INFN, Laboratori Nazionali del Gran Sasso, Assergi (AQ), Italy*

⁵*IHEP, Chinese Academy, Beijing, China*

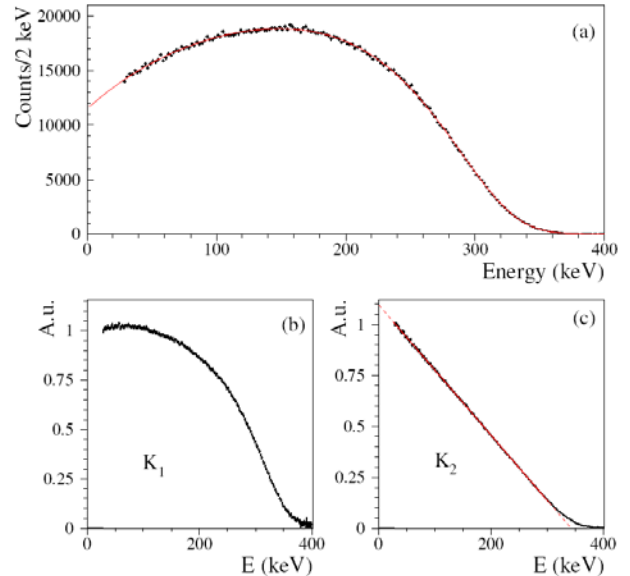
⁶*Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv*

^{113}Cd is present in the Cd natural composition (with abundance of 12.22 %), however, in fact, it is β unstable with $Q_{\beta} = 320$ keV. It is one of only three nuclei which enable the investigation of fourth-fold forbidden β decays in a practical way, when rare transitions of this kind are not masked by much more rapid lower orders forbidden or allowed β decays (two other nuclides are ^{50}V and ^{115}In). The high order of forbiddenness is related with a large value of the half life, near 10^{16} yr, and radioactivity of ^{113}Cd was observed only in 1970 [1]. Earlier this decay was investigated in works [2].

The aim of the present study was to use a low background CdWO_4 crystal scintillator to investigate the β decay of ^{113}Cd ($T_{1/2}$ and spectrum shape) with precision better than those of the previous studies.

The CdWO_4 crystal with mass of 434 g was stored during last 10 years in the Solotvina Laboratory on a depth of 1000 m w.e. that allowed avoiding its cosmogenic activation. The crystal was transported in a lead container by surface and immediately placed underground in the Gran Sasso National Laboratories of the INFN (3600 m w.e.). It was installed in a low background R&D DAMA set-up surrounded by low radioactive shield of high purity Cu, Pb, Cd and polyethylene/paraffin to reduce the external background. The whole shield has been closed inside a Plexiglas box, continuously flushed by high purity N_2 gas. An event-by-event data acquisition system records amplitude, arrival time of event, and shape of scintillation signal with a 20 MSa/s Trafosient Digitizer. Data were accumulated during 2758 h. The abundance of ^{113}Cd in CdWO_4 crystal was determined with precise mass spectrometric measurements. Mass spectrometry was also used to estimate presence of some potential pollution. Trace radioactive contaminants in the crystal were determined by the time-amplitude and pulse-shape analyzes of the collected data, and with the help of GEANT4 simulations. Pulse-shape analysis allowed to reject α events and PMT noise, and to reach quite low energy threshold of 28 keV.

The signal to background ratio was equal 56/1, what is the best value among all to-date experiments.



Experimental spectrum (with background subtracted) and its fit by the convolution of the ideal β shape with the detector response function (a); the Kurie plot for ^{113}Cd β decay, not accounting for correction factor $C(w)$ (b); the Kurie plot, accounting for $C(w)$, and its fit by the linear function (c).

More than $2.4 \cdot 10^6$ events were collected, and half life of ^{113}Cd was precisely determined as:

$$T_{1/2} = (8.04 \pm 0.05) \cdot 10^{15} \text{ yr.}$$

Accumulated during 2758 h spectrum with its fit by a model function is shown in Figure, a. Correction factor, which describes deviation of the spectrum from the allowed shape, was also determined. Its accounting allowed to linearize the Kurie plot as presented in Figure, c.

This work was published in Phys. Rev. C **76**, 064603 (2007).

1. W. E. Greth *et al.*, J. Inorg. Nucl. Chem. **32**, 2113 (1970).
2. L. W. Mitchel *et al.*, Phys. Rev. C **38**, 895 (1988); A. Alessandrello *et al.*, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **35**, 394 (1994); F. A. Danevich *et al.*, Phys. Atom. Nucl. **59**, 1 (1996); G. Goessling *et al.*, Phys. Rev. C **72**, 064328 (2005).

α DECAY OF NATURAL EUROPIUM

P. Belli¹, R. Bernabei¹, F. Cappella², R. Cerulli³, C. J. Dai⁴, F. A. Danevich⁵, A. d'Angelo²,
A. Incicchitti², V. V. Kobychiev⁵, S. S. Nagorny⁵, S. Nisi³, F. Nozzoli¹, D. Prosperini²,
V. I. Tretyak⁵, S. S. Yurchenko⁵

¹Dip. di Fisica, Università di Roma "Tor Vergata" and INFN, Rome, Italy

²Dipartimento di Fisica, Università di Roma "La Sapienza" and INFN, Rome, Italy

³INFN, Laboratori Nazionali del Gran Sasso, Assergi (AQ), Italy

⁴IHEP, Chinese Academy, Beijing, China

⁵Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv

While α decay is an old nuclear phenomenon with a history more than 100 years old, interest to its investigation (both from experimental and theoretical sides) even increased during last years. Recently two extremely rare α decays were experimentally observed: ^{209}Bi with $T_{1/2} = 1.9 \cdot 10^{19}$ yr [1] (the longest measured $T_{1/2}$) and ^{180}W with $T_{1/2} = 1.1 \cdot 10^{18}$ yr [2] (the lowest measured α activity of 2.3 decays per year per gram of $^{\text{nat}}\text{W}$).

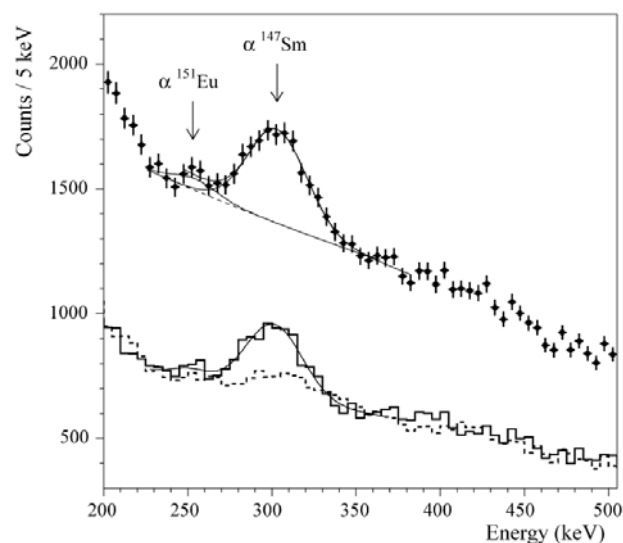
Continuing these studies, we used crystal scintillator $\text{CaF}_2(\text{Eu})$ with mass of 370 g to search for α decay of ^{151}Eu ($Q_\alpha = 1.964$ MeV). While Eu is present in the crystal as a dopant with mass fraction of only $\sim 0.4\%$, our calculations (on the base of work [3]) of the expected half life gave the value of $T_{1/2} = 3.6 \cdot 10^{18}$ yr, which is reachable with current experimental techniques.

Measurements were performed at the Gran Sasso National Laboratories of the INFN (Italy) during 7426 h. In addition to deep underground conditions (3600 m w.e.), the $\text{CaF}_2(\text{Eu})$ scintillator was surrounded by low radioactive shield of high purity Cu, Pb, Cd and polyethylene/paraffin to reduce the external background. The whole shield has been closed inside a Plexiglas box, continuously flushed by high purity N_2 gas. An event-by-event data acquisition system records amplitude, arrival time of event, and shape of scintillation signal with a 160 MSa/s Transient Digitizer over a window of 3125 ns.

Response of the detector to γ quanta and α particles, and dependence of the so called α/β ratio on energy was measured with a set of external radioactive sources and with trace internal pollution of the crystal by α decaying nuclides. In accordance with measured α/β ratio, the expected energy of ^{151}Eu peak in γ scale of the $\text{CaF}_2(\text{Eu})$ scintillator is 245(36) keV. The concentration of Eu in the crystal was determined with the help of the Inductively Coupled Plasma-Mass Spectrometry analysis as 0.4%.

Internal radioactive contamination of the crystal by U/Th chains and ^{40}K , ^{60}Co and other nuclides was determined – on the level of mBq/kg – by the time-amplitude analysis and simulation of radioactive decays with GEANT4 [4]. Modest in this scintillator

difference in scintillation flashes caused by $\gamma(\beta)$ and α particles, respectively, nevertheless gave also possibility to discriminate signals from α decays.



Top: low energy part of the spectrum measured during 7426 h in the low background set-up with the $\text{CaF}_2(\text{Eu})$ scintillator. The peculiarity on the left of the ^{147}Sm peak can be attributed to the α decay of ^{151}Eu with $T_{1/2} = 5 \cdot 10^{18}$ yr. Bottom: the spectra obtained by applying the pulse-shape discrimination technique shown by dashed ($\gamma(\beta)$ component) and solid (α component) lines.

Measured spectrum of the $\text{CaF}_2(\text{Eu})$ scintillator is shown in Figure. Peculiarity on the left of the ^{147}Sm peak has energy of 255(7) keV – in agreement with the expected energy of ^{151}Eu α decay. Shapes of bigger part of events in this peculiarity correspond to shapes caused by α particles. Determined experimentally half life $T_{1/2} = 5^{+11}_{-3} \cdot 10^{18}$ yr is in accordance with theoretical value of $T_{1/2} = 3.6 \cdot 10^{18}$ yr. All these allow concluding that we observed, at the first time, α decay of ^{151}Eu .

This work was published in Nucl. Phys. A **789**, 15 (2007).

1. P. D. Marcillac *et al.*, Nature **422**, 876 (2003).
2. F. A. Danevich *et al.*, Phys. Rev. C **67**, 014310 (2003).
3. D. N. Poenaru, M. Ivascu, J. Phys. **44**, 791 (1983).
4. S. Agostinelli *et al.*, Nucl. Instrum. Methods A **506**, 250 (2003).

SEARCH FOR 2β PROCESSES IN ^{64}Zn WITH THE HELP OF ZnWO_4 CRYSTAL SCINTILLATOR

P. Belli¹, R. Bernabei¹, F. Cappella², R. Cerulli³, C. J. Dai⁴, F.A. Danevich⁵,
 B. V. Grinyov⁶, A. Incicchitti², V. V. Kobychyev⁵, L. L. Nagornaya⁶, S. S. Nagorny⁵, F. Nozzoli¹,
 D. V. Poda⁵, D. Proserpi², V. I. Tretyak⁵, S. S. Yurchenko⁵

¹Dip. di Fisica, Università di Roma "Tor Vergata" and INFN, Rome, Italy

²Dipartimento di Fisica, Università di Roma "La Sapienza" and INFN, Rome, Italy

³INFN, Laboratori Nazionali del Gran Sasso, Assergi (AQ), Italy

⁴IHEP, Chinese Academy, Beijing, China

⁵Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv

⁶Institute for Scintillation Materials, Kharkiv

Neutrinoless (0ν) double beta (2β) decay is one of the low-energy effects which are forbidden in the Standard Model (SM) because of violation of the lepton number on 2 units, but it is naturally expected in many SM extensions. While experimental investigations in this fields are concentrated mostly on $2\beta^-$ decays, studies of $2\beta^+/\varepsilon\beta^+/2\varepsilon$ decays are important too because they could help to distinguish the mechanism of $2\beta 0\nu$ decay.

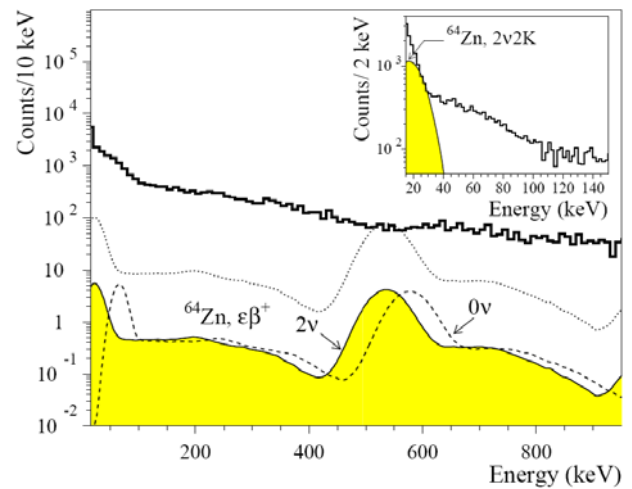
An intriguing situation in decay of ^{64}Zn exists since 1995, when a possible experimental indication of the $\varepsilon\beta^+$ decay with $T_{1/2}(0\nu + 2\nu) = (1.1 \pm 0.9) \times 10^{19}$ yr was observed in [1]. A NaI(Tl) scintillator and a HP Ge detector, operating in coincidence, were used in that experiment. The excess of 85 events in the 511 keV peak was observed with Zn sample (mass of 350 g, 392 h of exposure on the sea level), while no effect was detected without sample or with Cu or Fe blanks.

Aim of the present work is to search for double beta decays in ^{64}Zn with higher sensitivity – in particular, to check the result of [1] – with the help of large ZnWO_4 scintillators. Experiment has been carried out in the underground Gran Sasso National Laboratories of the INFN at a depth of 3600 m.w.e.; data were collected during 1902 h.

The ZnWO_4 crystal with mass of 117 g was fixed inside a cavity in central part of a polystyrene light-guide. The cavity was filled up with high-pure silicon oil. The detector has been installed deep underground in the low background DAMA/R&D set-up. An event-by-event data acquisition system records amplitude, arrival time of event, and shape of scintillation signal with a 20 MSa/s Transient Digitizer. The last allowed to reject a PMT noise, and to reach low energy threshold of 15 keV.

Comparing the simulated response functions with the experimental energy distribution accumulated with the ZnWO_4 crystal, we did not find in the latter one the peculiarities which can be unambiguously attributed to 2β processes in ^{64}Zn (see Figure). Therefore only lower half-life limits were set; summary is given in Table. In particular, the positive

indication on ^{64}Zn $\varepsilon\beta^+$ decay [1] is discarded by the present experiment. Limits on other 2β processes in ^{64}Zn also are higher (up to 4 orders of magnitude) than bounds set in other works [2].



The measured energy spectrum of ZnWO_4 scintillation crystal (mass 117 g, 1902 h of measurements) together with the excluded at 90 % C.L. distributions for $\varepsilon\beta^+$ processes in ^{64}Zn . Energy spectrum of $2\nu\varepsilon\beta^+$ decay with $T_{1/2} = 1.1 \times 10^{19}$ yr [1] is also shown by dotted line. (Inset) Low energy part of the spectrum together with the $2\nu 2K$ peak of ^{64}Zn with $T_{1/2} = 6.2 \cdot 10^{18}$ yr excluded at 90 % C.L.

 $T_{1/2}$ limits on $^{64}\text{Zn} \rightarrow ^{64}\text{Ni}$ 2β decays (90 % C.L.)

Decay channel	Experimental $T_{1/2}$, yr
$0\nu\varepsilon\beta^+$	$>2.2 \cdot 10^{20}$
$2\nu\varepsilon\beta^+$	$>2.1 \cdot 10^{20}$
$0\nu 2K$	$>4.0 \cdot 10^{18}$
$2\nu 2K$	$>6.2 \cdot 10^{18}$
$0\nu 2\varepsilon$	$>3.4 \cdot 10^{18}$

This work was published in Phys. Lett. B **658**, 193 (2008).

1. I. Bikit *et al.*, Appl. Radiat. Isot. **46**, 455 (1995).
2. H. Kiel *et al.*, Nucl. Phys. A **723**, 400 (2003); F. A. Danevich *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. A **544**, 553 (2005); H. J. Kim *et al.*, Nucl. Phys. A **793**, 171 (2007); T. Bloxham *et al.*, arXiv:0707.2756 [nucl-ex].

SEARCH FOR 2β -DECAY WITH THE NEMO 3 AND SUPERNEMO EXPERIMENTS

F. A. Danevich¹, V. V. Kobychiev¹, V. M. Mokina¹, D. V. Poda¹,
R. B. Podvivanuk¹, V. I. Tretyak¹, I. M. Vyshnevskiy¹, S. S. Yurchenko¹
and NEMO and SuperNEMO collaborations²

¹*Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv*

²*France, Czech Republic, Finland, Japan, Marocco, Poland, Russia, Slovakia, Spain, UK, Ukraine, USA*

Neutrinoless double beta decay ($0\nu 2\beta$) is the most sensitive process for the search of lepton number violation, and its discovery would prove that the neutrino is a massive Majorana particle. This process may occur through several mechanisms. In particular, the existence of the $0\nu 2\beta$ decay by light neutrino exchange would allow to determine the mass scale of the neutrinos [1 - 3].

NEMO 3 is a double beta decay experiment running in the Frejus Underground Laboratory in Modane, France (4800 m w.e.). Its goal is to look for neutrinoless double beta decay of ^{100}Mo and ^{82}Se , as well as to measure two neutrino decay, $2\nu 2\beta$, of these and five other isotopes: ^{48}Ca , ^{96}Zr , ^{116}Cd , ^{130}Te and ^{150}Nd .

The SuperNEMO collaboration has been formed in 2005 and started to study the feasibility of an extrapolation of the NEMO technique to a detector with a mass of at least 100 kg of enriched 2β isotopes. The detector will have a modular structure. Each module (length 1×5 m, height 4 m, see Fig. 1) will contain 5 - 7 kg of a 2β foil with thickness near 40 mg/cm^2 ; 20 modules are planned. Tracking of particles will be ensured by a drift chamber with 3000 Geiger cells; calorimetry will be provided by 1000 scintillator blocks (with PMT) per each module. The goal is to reach a sensitivity of 50 meV on the effective Majorana neutrino mass. Collaboration focuses on two possible 2β sources: ^{82}Se and ^{150}Nd .

SuperNEMO would use the NEMO 3 technical choices: a thin source between two tracking volumes surrounded by a calorimeter. The performance characteristics to improve, relative to the NEMO 3, are: the energy resolution (FWHM of $7 - 10 \text{ \%}/\sqrt{E}$ depending on final design is needed), geometrical acceptance and $0\nu 2\beta$ detection efficiency, the source radiopurity (factor >10 compared to NEMO 3) and the background rejection techniques. The energy resolution of 7.3 % was achieved with liquid scintillation detector with area of $75 \times 75 \text{ mm}$ (Fig. 2) under irradiation by conversion electrons of ^{207}Bi . Further R&D have to be performed to obtain such an energy resolution with larger detector with area of $\approx 4 \text{ dm}^2$.

In addition to R&D efforts in development of a scintillator for SuperNEMO, the INR Kyiv group is

also working on improvements in the DECAY0/GENBB event generator for simulation of 2β decays and background processes, as well as on simulation of the light transmission and collection with the GEANT4 package.

A three years R&D program was approved in the UK, France and Spain to achieve the goals and make a detailed technical design proposal by the end of 2008. If funded, the first module can start taking data as soon as 2010, with the whole detector finished by 2012 - 2013.

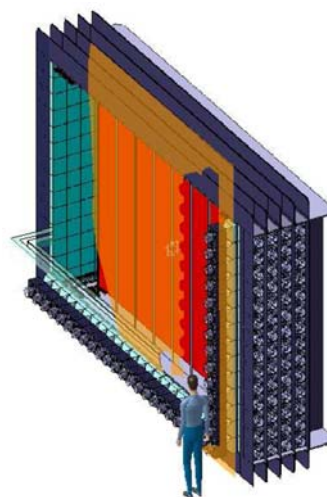


Fig. 1. Preliminary design of the SuperNEMO detector.



Fig. 2. Detector with liquid scintillator (INR Kyiv).

1. A. Faessler, F. Simkovic, *J. Phys. G* **24**, 2139 (1998).
2. J. Suhonen, O. Civitarese, *Phys. Rep.* **300**, 123 (1998).
3. F. T. Avignone *et al.*, *New J. Phys.* **7**, 1 (2005).

**BETA DECAY OF ^{115}In TO THE FIRST EXCITED LEVEL OF ^{115}Sn :
POTENTIAL OUTCOME FOR NEUTRINO MASS**

C. M. Cattadori^{1,2}, M. De Deo¹, M. Laubenstein¹, L. Pandola¹, V. I. Tretyak³

¹INFN, Laboratori Nazionali del Gran Sasso, Assergi (AQ), Italy

²INFN Milano, Milano, Italy

³Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv

In accordance with the last tables of atomic masses [1], mass difference between ^{115}In and ^{115}Sn is equal to 499 ± 4 keV. It is enough to populate in β decay of ^{115}In not only the ground state but also the first excited level of ^{115}Sn with $E_{\text{exc}} = 497.4$ keV. However, because of extremely low energy release of 1.6 ± 4 keV and related with this low probability, decay to $^{115}\text{Sn}^*$ was observed only very recently [2].

In the experiment, sample of high purity metal In with natural composition (95.71 % of ^{115}In) and mass of 928 g was measured in the low background set-up with four HP Ge detectors of 225 cm^3 volume each. Measurements were performed in underground conditions of the Gran Sasso National Laboratories of the INFN (3600 m w.e.) during 2762 h. Experimental spectrum of the In sample in comparison with background is shown in Fig. 1. All lines (except of line at 497.4 keV) were related with natural, cosmogenic or man-made nuclides; their rates in background and In sample were equal inside the statistical uncertainties. The line at 497.48 ± 0.21 keV was present only in the In spectrum, with area of 90 ± 22 counts inconsistent with 0 at 4σ . This energy is in agreement with the expected energy of γ quantum (497.358 ± 0.024 keV) emitted in deexcitation of the first excited level of ^{115}Sn . Counting rate in the peak corresponds to probability of $1.2 \cdot 10^{-6}$ (relatively to decay to the ground state), and to half life of $3.7 \cdot 10^{20}$ yr (Fig. 2).

The value of $Q_\beta = 1.6 \pm 4.0$ keV is possibly the lowest energy release in β decays (to be compared with 2.555 keV for ^{163}Ho , and 2.469 keV for ^{187}Re). Comparing the product of measured $T_{1/2}$ and calculated f value with systematics of $\log ft$ values for 2nd forbidden unique decays [3], one can decrease uncertainty in the Q_β value, determining it as: 460^{+700}_{-280} eV. Anyway, the Q_β value is very close to 0. This fact could be used to set a limit on neutrino mass, because surely the following inequality should fulfill: $m(\nu_e) < Q_\beta$. To clarify the situation, more precise measurements are needed for: (1) atomic mass difference between ^{115}In and ^{115}Sn (current techniques allow ~ 10 eV precision for atomic masses $A \sim 100$ [4]); (2) energy of the first excited level of ^{115}Sn (current uncertainty of E_γ is 24 eV). In lucky scenario when $\Delta M_a(^{115}\text{In} - ^{115}\text{Sn}) \approx E_{\text{exc}}(^{115}\text{Sn})$, we could obtain limit on $m(\nu_e)$ possibly concurrent with

that from experiments with ^3H (2 eV) or ^{187}Re (15 eV).

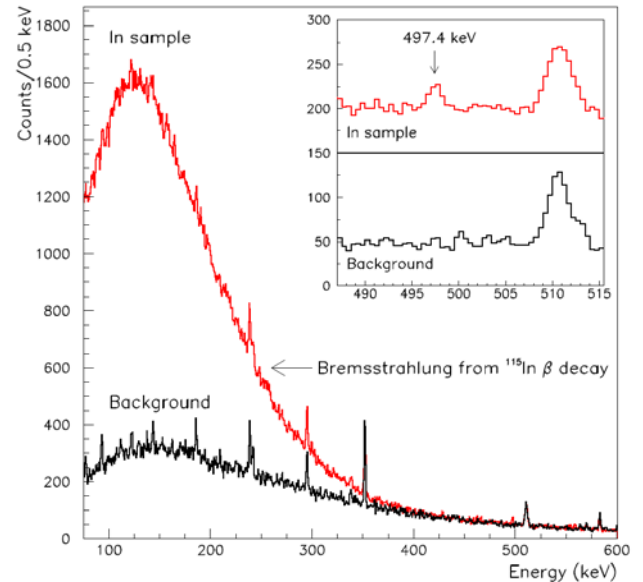


Fig. 1. Experimental spectrum of the In sample (accumulated for 2762.3 h) and background spectrum (1601.0 h) measured with four HP Ge detectors at LNGS in the energy interval 70 - 600 keV. The region of 600 - 2800 keV, where the spectra are practically indistinguishable, is not shown. Background is normalized to the same counting time. In the inset, the region of the 497.4 keV peak is shown in more detail; here, the In spectrum is shifted upward by 150 counts.

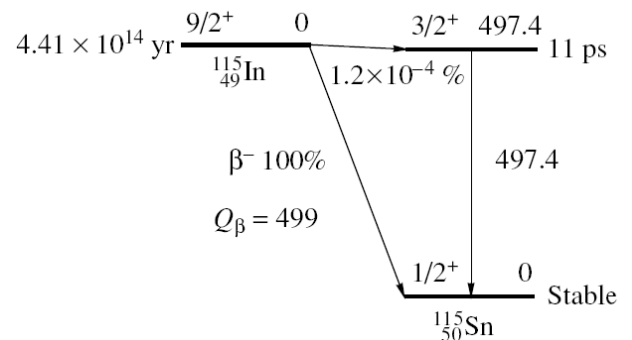


Fig. 2. New scheme of $^{115}\text{In} \rightarrow ^{115}\text{Sn}$ β decay.

This work is published in Phys. At. Nucl. **70**, 127 (2007).

1. G. Audi *et al.*, Nucl. Phys. A **729**, 337 (2003).
2. C. M. Cattadori *et al.*, Nucl. Phys. A **748**, 333 (2005).
3. B. Singh *et al.*, Nucl. Data Sheets **84**, 487 (1998).
4. W. Shi *et al.*, Phys. Rev. A **72**, 022510 (2005).

DEVELOPMENT OF CaMoO_4 CRYSTAL SCINTILLATORS FOR A DOUBLE BETA DECAY EXPERIMENT WITH ^{100}Mo

A. N. Annenkov¹, O. A. Buzanov¹, F. A. Danevich², A. Sh. Georgadze², S. K. Kim³, H. J. Kim⁴,
Y. D. Kim⁵, V. V. Kobychiev², V. N. Kornoukhov⁶, M. Korzhik⁷, J. I. Lee⁵, O. Missevitch⁷,
V. M. Mokina², S. S. Nagorny², A. S. Nikolaiko², D. V. Poda², R. B. Podvianuk², D. J. Sedlak²,
O. G. Shkulkova², J. H. So⁴, I. M. Solsky⁸, V. I. Tretyak², S. S. Yurchenko²

¹Moscow Steel and Alloy Institute, Moscow, Russia

²Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv

³DMRC and School of Physics, Seoul National University, Seoul, Republic of Korea

⁴Physics Department, Kyungpook National University, Daegu, Republic of Korea

⁵Sejong University, Seoul, Republic of Korea

⁶Institute for Theoretical and Experimental Physics, Moscow, Russia

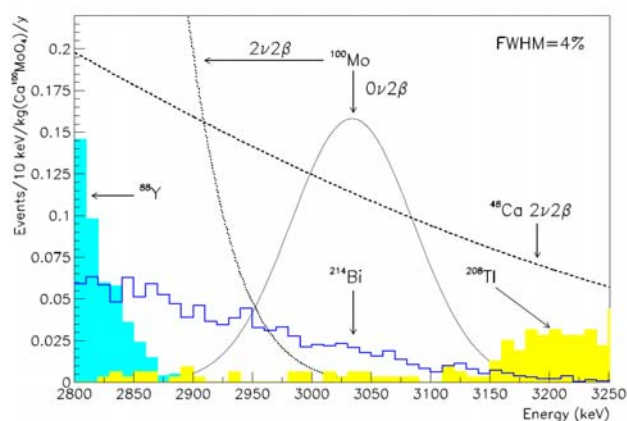
⁷Institute for Nuclear Problems, Minsk, Belarus

⁸Institute for Materials, Lviv

Scintillation detectors are a promising tool to search for the double beta (2β) decay [1 - 10]. ^{100}Mo is one of the most promising candidates for 2β experiments because of its high transition energy ($Q_{2\beta} = 3035$ keV). The most promising detector containing Molybdenum is calcium molybdate (CaMoO_4) proposed in [11] to search for the neutrinoless (0ν) double beta decay of ^{100}Mo .

The scintillation properties and the radioactive contamination of CaMoO_4 crystals produced by the Institute for Materials (IM, Lviv, Ukraine), and by the Innovation Centre of Moscow Steel and Alloy Institute (ICMSAI, Moscow, Russia) have been studied. The energy resolutions 10.3 % and 4.7 % for the 662 and 2615 keV γ lines were obtained with the CaMoO_4 sample of $\varnothing 38 \times 20$ mm produced by the IM. Three components of the scintillation decay ($\tau_i \approx 0.3-1$, ≈ 4 and ≈ 17 μs) and their intensities for α particles and γ quanta were measured, which allows to discriminate α particles and γ quanta. The temperature dependences of the light output and pulse shape were measured in temperature range $-175 \div +40$ °C. The radiopurity of CaMoO_4 crystals was estimated in low background measurements in the Solotvina Underground Laboratory. CaMoO_4 scintillators produced in the IM show contamination by uranium and thorium (particularly by ^{210}Po at the level of $\approx 0.4 - 0.5$ Bq/kg). The contamination of the CaMoO_4 crystal produced by the ICMSAI is one - two orders of magnitude better.

Perspectives for a high sensitivity experiment to search for the $0\nu 2\beta$ decay of ^{100}Mo are discussed (see Figure). The energy resolution of 4 - 5 % is enough to reach sensitivity at the level of 10^{25} yr. The contamination of crystals by ^{226}Ra and ^{232}Th should not exceed the level of 0.1 mBq/kg. The $2\nu 2\beta$ decay of ^{48}Ca restricts the sensitivity of an experiment to search for the $0\nu 2\beta$ decay of ^{100}Mo using CaMoO_4 crystal scintillators.



Calculated backgrounds from the $2\nu 2\beta$ decay of ^{48}Ca ($T_{1/2}^{2\nu} = 4 \cdot 10^{19}$ yr), internal pollutions by ^{208}Tl and ^{214}Bi (both with 0.1 mBq/kg), and ^{88}Y isotope from cosmogenic activity. The amplitude of the ^{88}Y distribution corresponds to 1000 decays in CaMoO_4 , while the expected ^{88}Y cosmogenic activity is 4 events/kg/year during the first 5 years. Distributions for ^{100}Mo are shown for $T_{1/2}^{2\nu} = 7 \cdot 10^{18}$ yr and $T_{1/2}^{0\nu} = 1 \cdot 10^{24}$ yr.

The INR Kyiv group (F. A. Danevich et al.) was supported in part by the Project "Kosmomikrofizyka" (Astroparticle physics) of the National Academy of Sciences of Ukraine.

This work is published in Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A **584**, 334 (2008).

1. F. A. Danevich *et al.*, Instr. Exp. R. **32**, 1059 (1989).
2. S. F. Burachas *et al.*, Phys. Atom. Nucl. **58**, 153 (1995).
3. F. A. Danevich *et al.*, Z. Phys. A **355**, 433 (1996).
4. P. Belli *et al.*, Nucl. Phys. B **563**, 97 (1999).
5. F. A. Danevich *et al.*, Nucl. Phys. A **694**, 375 (2001).
6. F. A. Danevich *et al.*, Phys. Rev. C **68**, 035501 (2003).
7. P. Belli *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A **498**, 352 (2003).
8. I. Ogawa *et al.*, Nucl. Phys. A **730**, 215 (2004).
9. F. A. Danevich *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A **544**, 553 (2005).
10. R. Bernabei *et al.*, Phys. Lett. B **546**, 23 (2002).
11. S. Belogurov *et al.*, IEEE Nucl. Sci. **52**, 1131 (2005).

FEASIBILITY STUDY OF THE OBSERVATION OF THE $2\beta 2\nu$ DECAY OF ^{76}Ge TO THE 0^+_1 EXCITED STATE OF ^{76}Se USING SEGMENTED GERMANIUM DETECTORS
K. Kroninger¹, L. Pandola², V. I. Tretyak³
¹Max-Planck-Institut für Physik, München, Germany

²INFN, Laboratori Nazionali del Gran Sasso, Assergi (AQ), Italy

³Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv

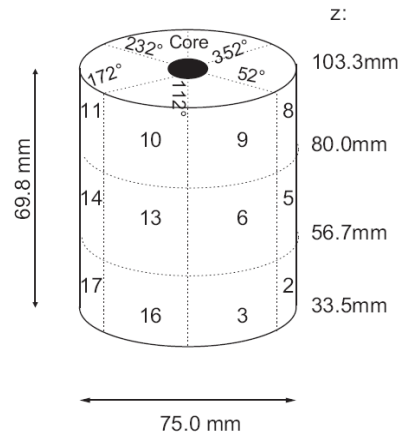
Recent experimental observations of neutrino oscillations in studies of solar, reactor, atmospheric and accelerator neutrinos revealed that neutrino has non-zero mass. This gives additional and very strong motivation for experimental searches for the neutrinoless (0ν) double beta (2β) decay, rare nuclear transformation ($A, Z \rightarrow (A, Z + 2) + 2e^-$ with simultaneous emission of two electrons without emission of two anti-neutrinos. Observation of such a process, forbidden in the Standard Model (SM) of particles (because of violation of the lepton number by two units) but predicted in many SM extensions (SUSY, GUT) would clarify is neutrino a Majorana particle (identical to its own antiparticle), and what is the absolute scale of the neutrino mass (the latter is unachievable in the ν oscillation experiments because they are sensitive only to the difference in ν masses) [1].

After near 70 years of searches for $2\beta 0\nu$ decay, this process is still not observed, however, with recent claim on discovery of $2\beta 0\nu$ decay of ^{76}Ge with $T_{1/2} = 2.23^{+0.44}_{-0.31} \cdot 10^{25}$ yr [2]. While earlier versions of this claim were widely discussed as hesitant (see [1] and further references), it is evident that it can (and should) be (dis)proved only experimentally. Two large scale experiments with ^{76}Ge – GERDA [3] and Majorana [4] – are in R&D stage now. Potentially they will use from 100 to 1000 kg HP Ge detectors (enriched in ^{76}Ge to $\sim 87\%$) installed deep underground and surrounded by a massive shield made of high purity materials.

The rate of the $2\beta 0\nu$ decay is related with the ν mass as $T_{1/2}^{-1} = G_{0\nu} \cdot |\text{NME}|^2 \cdot m_\nu^2$, where $G_{0\nu}$ is phase space factor calculated with high precision, and NME is corresponding nuclear matrix element. The NME values are predicted in framework of different theories (shell model, QRPA and others), and their uncertainties could reach 1 order of magnitude (or even more) [5]. Experimental measurements of the allowed in the SM two neutrino (2ν) double beta decay would allow decreasing these uncertainties checking different theories and fixing some theoretical parameters.

Two neutrino 2β decay of ^{76}Ge to the ground state of ^{76}Se is already measured with $T_{1/2} = 1.7 \times 10^{21}$ yr (see [2, 5]). The aim of the present study is to investigate possibility to detect $2\beta 2\nu$ decay of ^{76}Ge to the first 0^+_1 excited level of ^{76}Se ($E_{\text{exc}} = 1122$

keV) of ^{76}Se with segmented HP Ge detectors which will be used in the both GERDA and Majorana experiments. Prototype of such a 18-fold segmented detector with 3 segmentations in Z axis and 6 in angle (see Figure) was already investigated in [6]. Segmentation allows to discriminate single site events (caused by electrons from 2β decay) and multiple site γ events, decreasing in this way (by few times) background at the expected energy of ^{76}Ge $2\beta 0\nu$ peak (2039 keV).



Scheme of the 18-fold segmented HP Ge detector.

Simulations with the DECAY0 events generator and GEANT4 package show that the decay of ^{76}Ge to the 1122 keV 0^+_1 level of ^{76}Se can be observed in GERDA provided that the half life of the process is in the range favored by the present calculations which is $7.5 \cdot 10^{21}$ yr to $3.1 \cdot 10^{23}$ yr.

This work is published in Ukr. J. Phys. **52**, 1036 (2007).

1. F. T. Avignone *et al.*, arXiv:0708.1033 [nucl-ex]; Rev. Mod. Phys., in press.
2. H. V. Klapdor-Kleingrothaus *et al.*, Mod. Phys. Lett. A **21**, 1547 (2006).
3. H. Simgen (on behalf of the GERDA collaboration), Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **143**, 567 (2005).
4. V. M. Gehman (for the Majorana Collaboration), AIP Conf. Proc. **842**, 840 (2006).
5. V. I. Tretyak and Yu.G. Zdesenko, At. Data Nucl. Data Tables **80**, 83 (2002).
6. I. Abt *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. A **577**, 574 (2007).

PULSE-SHAPE DISCRIMINATION WITH PbWO₄ CRYSTAL SCINTILLATORS

L. Bardelli¹, M. Bini¹, P. G. Bizze¹, F. A. Danevich², T. F. Fazzini¹, N. Krutyak³, V. V. Kobych², P. R. Maurenzig¹, V. M. Mokina², S. S. Nagorny², M. Pashkovskii⁴, D. V. Poda², V. I. Tretyak², S. S. Yurchenko²

¹Dipartimento di Fisica, Università di Firenze and INFN, Firenze, Italy

²Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv

³Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, M.V. Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia

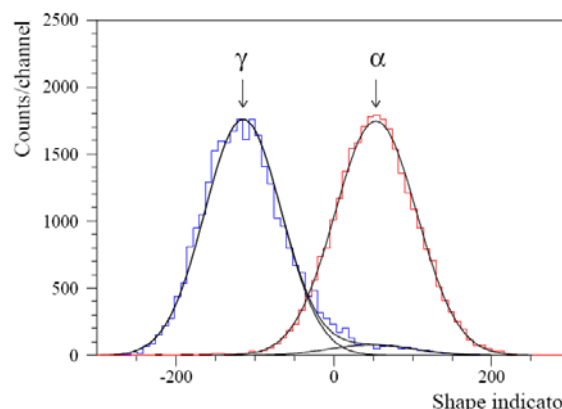
⁴Department of Semiconductors Physics, Ivan Franko National University, Lviv

Lead tungstate (PbWO₄) crystals are discussed in [1] as promising material for a high sensitivity experiment to search for double beta decay of ¹¹⁶Cd with cadmium tungstate (CdWO₄) crystal scintillators. PbWO₄ crystals can be used as light-guides and high efficiency active shield for low-background CdWO₄ detectors. Using of radiopure PbWO₄ scintillators could allow to build an experiment to search for 0ν2β decay of ¹¹⁶Cd at the level of sensitivity $T_{1/2}^{0\nu 2\beta} \sim 10^{26}$ yr, which corresponds to the Majorana neutrino mass $\sim 0.1 - 0.05$ eV. As it has been demonstrated (see, f.e. [2, 3]), a pulse-shape discrimination ability of the scintillation detector is important to interpret and to reject background caused by internal contamination by ²³²Th and ²³⁸U daughters.

The light output, α/β ratio, and pulse shape have been investigated at -25 °C with PbWO₄ scintillators undoped, and doped by F, Eu, Mo, Gd and S. Doping of PbWO₄ crystals by Mo improves light output by a factor of $\approx 1.5 - 3$, in agreement with earlier data [4, 5]. The relative light output of Eu doped PbWO₄ crystals is on the level of 0.7 - 0.9 relatively to undoped sample. We do not observe an increase of light output by F doping as reported in [6] and [7]. This fact can be explained by different methods used to grow PbWO₄(F) crystals: Bridgman in [6, 7], and Czochralski in the present study and in the work [8] where the effect was not observed too.

Values of the α/β ratio measured with different PbWO₄ samples vary in the range of 0.20 - 0.32. However, such a difference can be explained by unequal quality of the samples that have been used in the measurements. To study the possible effect of doping on the α/β ratio one should prepare the samples with the same sizes, surface quality, and without visible defects.

Fast 0.01 - 0.06 μs and middle 0.1 - 0.5 μs components of scintillation signal were observed for all the samples. Slow components with the decay times 1 - 3 μs, and 13 - 28 μs with the total intensity at the level of $\approx 45 - 50$ % have been measured for samples doped by Mo. The undoped crystal and crystals without Mo show a lower intensity of the slow components at the level of $\leq 0.5 - 10$ %.



Distributions of the shape indicator (SI, see [10]) for pulses produced by γ quanta and α particles in PbWO₄(F,Gd,Mo) scintillation crystal. The small tail in the shape indicator distribution for γ at $SI \approx 50$ can be explained by background α events from ²¹⁰Po inside the crystal.

We found some indications of a pulse-shape discrimination between α particles and γ quanta by applying the mean time and optimal filter [9, 10] methods. The best discrimination was achieved with PbWO₄ crystals doped by Mo as one can see in Figure where the shape indicator distributions measured by a PbWO₄ scintillation crystal (activated by F, Gd, and Mo) with α particles (≈ 5 MeV) and γ quanta (≈ 1.3 MeV) are shown.

This work is published in Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A **584**, 129 (2008).

1. F. A. Danevich *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A **556**, 259 (2006).
2. F. A. Danevich *et al.*, Phys. Rev. C **68**, 035501 (2003).
3. Yu. G. Zdesenko *et al.*, Astropart. Phys. **23**, 249 (2005).
4. A. Annenkov *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A **450**, 71 (2000).
5. M. Kobayashi *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A **486**, 170 (2002).
6. X. Liu *et al.*, Phys. Status Solidi A **190**, R1 (2002).
7. C. Ye *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A **566**, 757 (2006).
8. M. Kobayashi *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A **540**, 381 (2005).
9. E. Gatti and F. De Martini, Nuclear Electronics 2, IAEA, Vienna, 1962, p. 265.
10. T. Fazzini *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A **410**, 213 (1998).

INTRINSIC RADIOACTIVITY OF A $\text{Li}_6\text{Eu}(\text{BO}_3)_3$ CRYSTAL AND α DECAYS OF Eu

P. Belli¹, R. Cerulli², F. A. Danevich³, B. V. Grinyov⁴, A. Incicchitti⁵, V. V. Kobychiev³,
M. Laubenstein², S. S. Nagorny³, A. V. Tolmachev⁶, V. I. Tretyak³, R. P. Yavetskiy⁶

¹Dip. di Fisica, Università di Roma "Tor Vergata" and INFN, Sezione di Roma "Tor Vergata", Rome, Italy

²INFN, Laboratori Nazionali del Gran Sasso, Assergi (Aq), Italy

³Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv

⁴Institute for Scintillation Materials, Kharkiv

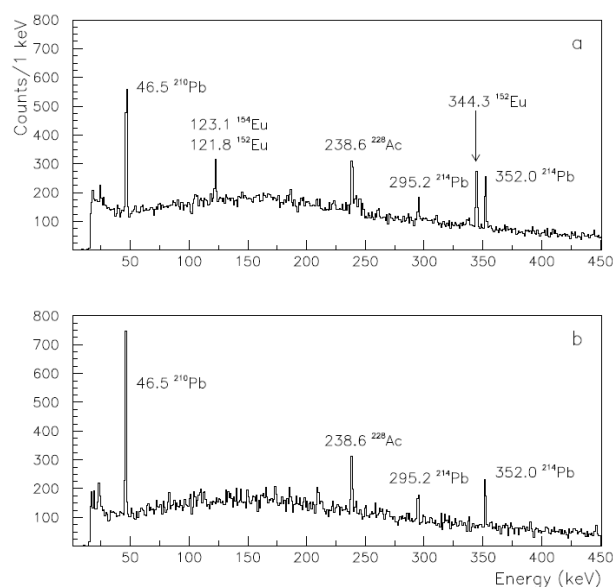
⁵Dipartimento di Fisica, Università di Roma "La Sapienza" and INFN, Rome, Italy

⁶Institute for Single Crystals, Kharkiv

Recently, rare α decay of ^{151}Eu with extremely long half life of $T_{1/2} = 5^{+11}_{-3} \cdot 10^{18}$ yr was experimentally observed at the first time [1]. In that studies, $\text{CaF}_2(\text{Eu})$ crystal scintillator with mass of 370 g was measured during long time (7426 h) in a low background set-up installed deep underground to reduce the external background. Europium was present in the crystal only as dopant with mass fraction of 0.4 %. To confirm the evidence of ^{151}Eu α decay, materials with greater content of Eu are preferable in future experiments. We report here on an investigation of the intrinsic radioactive purity of a small (2.72 g) $\text{Li}_6\text{Eu}(\text{BO}_3)_3$ crystal which is important for low background measurements. Scintillation properties of these crystals are quite poor but potentially they might be used as bolometers.

The measurements were performed deep underground (3600 m w.e.) in the Laboratori Nazionali del Gran Sasso (Italy) with HP Ge detector of 408 cm^3 volume in the low background set-up. The $\text{Li}_6\text{Eu}(\text{BO}_3)_3$ sample was measured over 1500 h; the background of the HP Ge detector was measured over 689 h. As an example, part of the experimental spectrum in the energy region up to 450 keV together with the background for comparison is presented in Figure.

Comparing the rates of the peaks of "usual" contaminants (U/Th chains, ^{40}K , ^{60}Co , ^{137}Cs) in the $\text{Li}_6\text{Eu}(\text{BO}_3)_3$ spectrum with those in the background, no evidence was found for an additional pollution of the $\text{Li}_6\text{Eu}(\text{BO}_3)_3$ crystal by these nuclides; only limits on their activities were determined on the level of 0.01 - 1 Bq/kg. At the same time, the radioactive isotopes ^{152}Eu and ^{154}Eu were found with activities of 949 ± 48 mBq/kg and 212 ± 35 mBq/kg, respectively. The ratio of $^{152}\text{Eu}/^{154}\text{Eu}$ activities is equal to 4.5 and is far from the expected value of 17.3 calculated for thermal neutrons. This can be explained by the presence of Th and some amount of U in the monazite ores (which is a commercial source for both Eu and Th elements), and a consequent flux of nonthermal neutrons from spontaneous fission and (α , n) reactions.



Spectra measured underground in the LNGS with a low-background HP Ge detector of 408 cm^3 : *a* – $\text{Li}_6\text{Eu}(\text{BO}_3)_3$ sample during 1500 h; *b* – background of the HP Ge detector during 689 h (normalized to 1500 h). Peaks of 122 and 344 keV of ^{152}Eu radioactive decay are evident in the $\text{Li}_6\text{Eu}(\text{BO}_3)_3$ spectrum.

Half life limit on α decay of ^{151}Eu to the first excited level of ^{147}Pm ($E_{\text{exc}} = 91.1$ keV) was derived as $T_{1/2} > 2.4 \cdot 10^{16}$ yr (one order of magnitude lower than that reached in [1]). For α decay of ^{153}Eu , half life limit was determined for the first time; its value is $T_{1/2} > 1.1 \cdot 10^{16}$ yr at 90 % C.L. Higher sensitivities are expected in future measurements. One of the possibilities could be the use of a $\text{Li}_6\text{Eu}(\text{BO}_3)_3$ crystal as a cryogenic bolometer with energy resolution for α particles at the level of a few keV.

This work is published in Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A **572**, 734 (2007).

1. P. Belli *et al.*, Nucl. Phys. A **789**, 15 (2007).

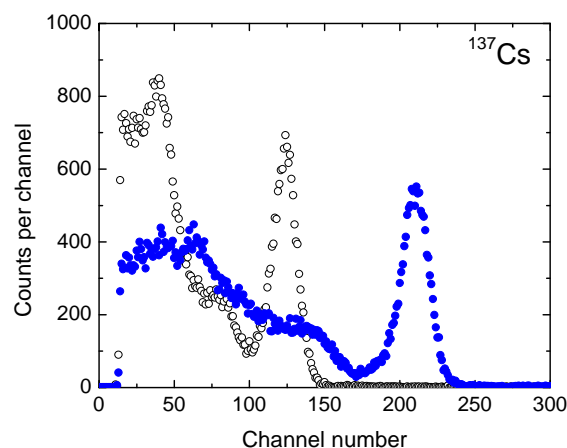
SCINTILLATION PROPERTIES OF PURE AND Ca-DOPED ZnWO₄ CRYSTALSF. A. Danevich¹, R. McGovan², S. Henry², H. Kraus², V. B. Mikhailik², O. G. Shkulkova¹, J. Telfer³¹ Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv² Department of Physics, University of Oxford, Oxford, United Kingdom³ Hilger Crystals, Margate, Kent, United Kingdom

Recently ZnWO₄ has been identified as a promising cryogenic scintillation detector in the experimental search for the double beta decay and weakly interacting massive particle (WIMP) dark matter [1 - 3]. This became a strong motivation for pursuing the research aiming to improve the performance of the material. The results of previous studies [4] indicated that the scintillation light yield of the powder samples changes little with Ca-doping. Given the results of examination of powder samples we suppose that observed increase of the scintillation efficiency is mostly the result of the reduction of the self-absorption (bleaching) of ZnWO₄ crystal caused by Ca-doping. Finally it has to be noted that the use of Ca for the bleaching of ZnWO₄ scintillator is preferable in view of the planned use of this material in the search for rare events. Severe requirements imposed on the material purity mean that the use of many elements (including antimony) should be excluded because of the deterioration of the intrinsic radioactivity of the target caused by them.

The crystals used in the present study were grown by Hilger Crystals, Margate, UK using Czochralski technique from the raw materials of 4N purity. A 10 × 10 × 5 mm samples with large faces parallel to the cleavage plane (010) were cut from the ingots. The measurements of scintillation characteristics were carried out in the University of Oxford using multiphoton counting (MPC, test 1) technique [5, 6] and Institute for Nuclear Research, Kyiv (test 2) using conventional technique of pulse height analysis as described elsewhere [1]. The main difference between the tests 1 and 2 arises at the stage of recording and processing the PMT signal. The conventional technique deals with the integrated signal from PMT, and the light yield is derived as an amplitude distribution of the scintillation peaks height. The MPC technique records the stream of PMT pulses following each scintillation event. The number of the pulses recorded per event is proportional to the light yield while the distribution of the arrival times of pulses gives the decay characteristic of scintillation process. The scintillation pulse shape in the test 2 was studied using transient digitiser as explained elsewhere [1]. All measurements were done at room temperature.

The amplitude spectra of 662 keV γ quanta from ¹³⁷Cs source measured with the crystals under inves-

tigation using pulse height technique (test 2) are shown in Figure. The light output of Ca-doped ZnWO₄ obtained in this experiment is 39 % higher that correlates very well with the result obtained in the test 1. When the side surfaces of the samples were diffused, the light output increased by ~ 20 % while the ratio changed insignificantly. The roughening has a major effect on the energy resolution; the best value is obtained for the diffused ZnWO₄-Ca being 9.6 % for γ 662 keV (¹³⁷Cs).



Amplitude spectra of 662 keV γ quanta from ¹³⁷Cs source measured for ZnWO₄ (empty circles) and ZnWO₄-Ca (solid circles).

We found also some difference between pulse shapes of Ca-doped and pure crystals either under α and γ irradiation in both tests 1 and 2.

F. A. Danevich and O. G. Shkulkova were supported in part by the Project "Kosmomikrofizyka" (Astroparticle physics) of the National Academy of Sciences of Ukraine.

This work is published in Phys. Stat. Sol. A **205**, 335 (2008).

1. F. A. Danevich *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A **544**, 553 (2005).
2. H. Kraus *et al.*, Phys. Lett. B **610**, 37 (2005).
3. V. B. Mikhailik *et al.*, J. Phys. D **39**, 1181 (2006).
4. H. Kraus *et al.*, Phys. Stat. Sol. A **204**, 730 (2007).
5. H. Kraus *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A **553**, 522 (2005).
6. H. Kraus *et al.*, Radiat. Meas. (2007) (in press).

GROWTH OF ZnWO₄ CRYSTAL SCINTILLATORS FOR HIGH SENSITIVITY 2β EXPERIMENTS

L. L. Nagornaya¹, A. M. Dubovik¹, Yu. Ya. Vostretsov¹, B. V. Grinyov¹, F. A. Danevich²,
K. A. Katrunov¹, V. M. Mokina², G. M. Onishchenko¹, D. V. Poda², N. G. Starzhinskiy¹,
I. A. Tupitsyna¹

¹*Institute for Scintillation Materials, Kharkiv*

²*Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv*

As it has been already demonstrated by several experiments, the scintillation method is promising in investigation of the double beta decay processes, searches for dark matter, and studies of rare α and β decays. Scintillation detectors possess a range of important characteristics for a high sensitivity low background experiments: high registration efficiency, reasonable energy resolution, pulse-shape discrimination ability to reduce radioactive background, operation stability, low cost. A small ZnWO₄ crystal scintillator with mass of 4.5 g has been already used to search for double beta decay of ⁶⁴Zn, ⁷⁰Zn, ¹⁸⁰W, and ¹⁸⁶W [1]. ZnWO₄ was also considered as target crystal in cryogenic experiments to search for weakly interacting massive particles [1 - 3].

ZnWO₄ crystal scintillators of large volume (up to $\varnothing 50 \times 100$ mm) with advanced scintillation properties and reasonable mechanical characteristics were developed. It was achieved thanks to optimization of growth conditions and initial composition by doping ZnWO₄ charge with metals of the first and second groups, as well as by elements with high electric negativity.

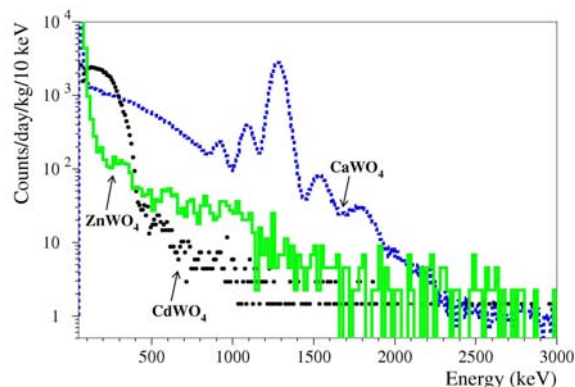
Optical and scintillation properties of ZnWO₄ crystals were studied. The best 1 cm³ samples show energy resolution at the level of 8 - 10 % for 662 keV γ line of ¹³⁷Cs. A value of 15.7 % has been measured with a large sample of $\varnothing 44 \times 55$ mm.

Low level of afterglow (0.002 %, 20 ms after excitation) was obtained with one of ZnWO₄ scintillators, while typical value does not exceed 0.1 %.

The radioactive contamination of a ZnWO₄ 26 \times 24 \times 24 mm detector was tested in a low background set-up in the Solotvina Underground Laboratory. Energy spectrum measured with the ZnWO₄ detector in the set-up is shown in Figure in comparison with data accumulated with CaWO₄ and CdWO₄ crystals. Alpha activity at the level of 2.4 mBq/kg (daughters of U/Th) was detected in the scintillator, ²²⁸Th contamination is less than 0.1 mBq/kg, activity of ²²⁶Ra does not exceed 0.16 mBq/kg. The summary of the measured radioactive contamination of the ZnWO₄ scintillator (or limits on their activities) is given in Table in comparison with the results presented in [1].

Requirements to the level of radioactivity of ZnWO₄ detectors, as well as ways to improve their radiopurity have to be an object of further studies. Some experimental researches and simulations are already in progress.

The obtained results demonstrate possibility to apply ZnWO₄ crystal scintillators to search for 2 β processes in Zinc and Tungsten.



Energy spectra of ZnWO₄ (119 g, 44.7 h), CaWO₄ (189 g, 1734 h), and CdWO₄ (448 g, 37 h) scintillation crystals measured in the low background set-up. The CaWO₄ crystal is considerably polluted by radionuclides from U/Th chains. Beta decay of ¹¹³Cd dominates in the low energy part of the CdWO₄ spectrum. The background of the ZnWO₄ detector is caused mainly by external γ rays.

Radioactive contamination of ZnWO₄ crystals, mBq/kg

Chain	Source	ZnWO ₄ present study	ZnWO ₄ [1]
²³² Th	²²⁸ Th	≤ 0.1	≤ 3.3
²³⁸ U	²²⁶ Ra	< 0.16	≤ 0.4
Total α activity		2.4(3)	≤ 20
	⁴⁰ K	≤ 14	≤ 12
	⁹⁰ Sr- ⁹⁰ Y	≤ 15	≤ 1.2
	¹³⁷ Cs	≤ 2.5	≤ 20
	¹⁴⁷ Sm	≤ 5	≤ 1.8

This work is accepted for publication in IEEE Trans. Nucl. Sci.

1. F. A. Danevich *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A **544**, 553 (2005).
2. H. Kraus *et al.*, Phys. Lett. B **610**, 37 (2005).
3. V. B. Mikhailik *et al.*, J. Phys. D **39**, 1181 (2006).

ARCHAEOLOGICAL LEAD FINDINGS IN UKRAINE

F. A. Danevich¹, S. K. Kim², H. J. Kim³, A. B. Kostezh⁴, V. V. Kobychyev¹, B. N. Kropivnyansky¹,
M. Laubenstein⁵, V. M. Mokina¹, S. S. Nagorny¹, A. S. Nikolaiko¹, S. Nisi⁵, D. V. Poda¹,
V. I. Tretyak¹, S. A. Voronov⁶

¹Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv

²DMRC and School of Physics, Seoul National University, Seoul, Republic of Korea

³Physics Department, Kyungpook National University, Daegu, Republic of Korea

⁴Institute for Hydrometeorology Research, Kyiv

⁵Laboratori Nazionali del Gran Sasso, Assergi (AQ), Italy

⁶Department of Underwater Heritage, Institute of Archaeology, Kyiv

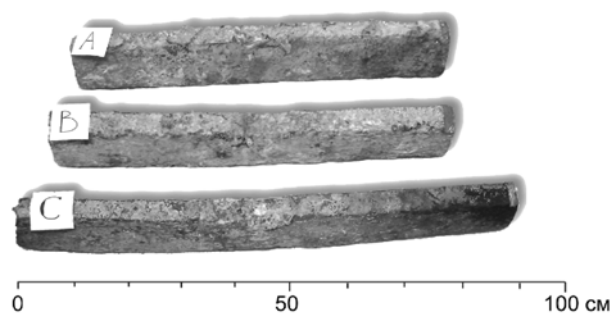
To search for rare processes in nuclear and particle physics – such as double β decay, interactions of dark matter particles with a detector, rare alpha and beta decays, exotic disappearance of matter – an extra low background is needed. This is achieved, in particular, by: deep underground location of an experimental set-up (to suppress cosmic muons flux), massive shield (to decrease flux of external γ quanta and neutrons from environmental radioactivity), selection of high purity materials for construction of a detector and the closest layers of shielding. Because of the high Z value, low activation cross section for environmental neutrons, mechanical properties and reasonable cost, lead continues to be an excellent shielding material. However, unfortunately, modern lead contains a considerable amount (up to $10^3 - 10^4$ Bq/kg) of radioactive isotope ^{210}Pb which has a quite long half life ($T_{1/2} = 22.3$ yr). Chain ^{210}Pb ($Q_{\beta} = 64$ keV) \rightarrow ^{210}Bi ($Q_{\beta} = 1163$ keV) \rightarrow ^{210}Po ($Q_{\alpha} = 5407$ keV) \rightarrow ^{206}Pb (stable) can constitute sometimes the biggest part of a background in experiments searching for rare decays. On the other hand, ^{210}Pb is almost totally absent in ancient lead due to its half life of 22.3 yr [1]. It is evident that lead free from ^{210}Pb would be of extraordinary interest in experiments aiming to see rare events. Such lead also could be used to grow clean crystal scintillators (such as PbMoO_4 , PbWO_4) to be not only passive but as well active shielding [2]. These crystals have also potential in searches for 2β decays of ^{100}Mo and W isotopes.

In June-August 2006 an expedition with the aim to look for low radioactive archaeological lead at the bottom of the Black Sea, near the Crimean peninsula (Ukraine) was organised by a Korean - Ukrainian collaboration. The first samples with ~ 0.2 tons of total mass were found at a depth of 28 m among the relics of an ancient Greek ship (see Figure). Their age has been dated to the first century B.C. This lead was used as ballast in the keel of the ship.

The element composition of the samples was measured by means of X ray fluorescence and ICP-MS analyses. The first preliminary limits on the ^{210}Pb contamination of the samples are less than a

few hundreds mBq/kg. The measurements were performed using γ spectroscopy with HP Ge detectors and α spectroscopy with commercial α detectors. Measurements of ^{40}K , Th/U chains in the lead samples were undertaken in Kyiv and in the underground laboratories of the Laboratori Nazionali del Gran Sasso (Italy); see summary in Table.

A real possibility exists to enlarge the present quantity up to 1 - 2 tons. An improvement of measurement's sensitivity is in progress.



Samples of ancient lead found in Ukraine.

Limits (in mBq/kg) on the radioactive contamination of ancient Greek lead from spectroscopic measurements at LNGS

Nuclide	A	B	C
γ spectroscopy			
^{232}Th	<34	<27	<34
$^{238}\text{U}^*$	<28	<22	<25
^{40}K	<0.25	<0.20	<0.22
^{137}Cs	<8	<7	<9
α spectroscopy			
^{210}Pb	<460	<370	<330

* Starting from ^{226}Ra .

This work is published in AIP Conf. Proc. **897**, 125 (2007).

1. A. Alessandrello *et al.*, Nucl. Instr. Meth. B **61**, 106 (1991); M. L'Hour, Rev. Archeol. Ouest **4**, 113 (1987); E. Fiorini *et al.*, Nucl. Instr. Meth. B **83**, 539 (1993); A. Alessandrello *et al.*, Nucl. Instr. Meth. B **142**, 163 (1998).
2. F. A. Danevich *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A **556**, 259 (2006).

РЕГУЛИРУЕМЫЙ МНОГОКАНАЛЬНЫЙ ГЕНЕРАТОР ИМПУЛЬСОВ, ИМИТИРУЮЩИХ СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫЕ ВСПЫШКИ ВОЛЬФРАМАТОВ

В. В. Кобычев

Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев

Во многих существующих и планируемых экспериментах по исследованию редких распадов атомных ядер и поиску низкоэнергетических эффектов, предсказываемых теориями за рамками Стандартной модели, используются сцинтилляционные детекторы на основе монокристаллов вольфрамов [1 - 10]. Широкое применение этих сцинтилляторов обусловлено их химической стабильностью и негигроскопичностью, существованием хорошо отработанной методики отделения альфа-частиц от бета-частиц и гамма-квантов по форме импульса [11], относительно высоким световыходом, высокой плотностью и малой радиационной длиной. Все это облегчает проведение долговременного низкофонового эксперимента и дает возможность эффективного подавления фона. Однако относительно большое время высвечивания вольфрамов (10 - 15 мкс) усложняет системы накопления данных, особенно в многодетекторных установках. Для отладки такого рода систем и исследования их временных свойств в различных режимах работы в отделе физики лептонов ИЯИ НАН Украины, участвующем в большинстве вышеупомянутых экспериментов, был разработан простой четырехканальный генератор импульсов, имитирующих сцинтилляционные сигналы вольфрамов, с регулируемыми задержками и амплитудами.

В конкретной реализации генератор был собран в виде блока стандарта «Вектор» двойной ширины, однако он может быть выполнен как блок любого подходящего стандарта (САМАС, NIM и т.д.), обеспечивающего стабилизированные напряжения питания ± 6 и ± 12 В, либо как независимое устройство.

Генератор запускается по нарастающему фронту внешнего синхроимпульса, который поступает на входы четырех идентичных трактов. Каждый из них генерирует задержанный относительно входного синхроимпульса положительный аналоговый сигнал, имитирующий по форме сцинтилляционную вспышку с относительно коротким передним фронтом (около 1 мкс) и длинным экспоненциальным задним фронтом (время затухания около 10 мкс). Задержка регулируется независимо для каждого тракта в интервале от 0,05 мкс до 20 мс. Регулируется также амплитуда выходного сигнала каждого тракта в диапазоне от 0 до +10 В. Все органы управления каждого тракта (плавная регулировка задержки, переключе-

чатели диапазонов задержки, регулировка амплитуды) выведены на переднюю панель.

Кроме аналогового сигнала, каждый тракт генерирует короткий (1 мкс) синхроимпульс, одновременно с началом переднего фронта аналогового выходного сигнала. Выходные синхроимпульсы генерируются в стандарте NIM.

Аналоговые сигналы поступают на сумматор, который создает суммарный аналоговый сигнал от всех четырех трактов (выход « ΣA »). Этот сигнал может быть использован для отладки системы накопления данных с целью измерения мертвого времени и исследования чувствительности к цепочкам быстрых последовательных распадов, например цепочек $^{220}\text{Rn} - ^{216}\text{Po}$ ($T_{1/2} = 0,145$ с, радиоактивный ряд ^{232}Th) и т. п. Любой из трактов может быть независимо отключен от входа сумматора с помощью микропереключателей, выведенных на переднюю панель. В результате на выходе « ΣA » может быть от 0 до 4 аналоговых импульсов, каждый из которых имеет свою амплитуду и время задержки. На передней панели блока находится переключатель « $\Sigma A+/-$ », позволяющий инвертировать выходной сигнал сумматора аналоговых сигналов.

Синхроимпульсы всех трактов логически суммируются и подаются на отдельный выход « ΣT ». Они также могут быть независимо отключены от входа логического сумматора.

Блок был использован для налаживания экспериментальной системы набора данных, которая разрабатывается для низкофоновой сцинтилляционной многодетекторной установки, предназначенной для исследования редких процессов.

1. Yu. G. Zdesenko *et al.*, *Underground Physics-87: Proc. of the 2 Int. Symp., Baksan Valley, USSR, August 17 - 19, 1987* (Nauka, Moscow, 1988), p. 291.
2. F. A. Danevich *et al.*, *Phys. Rev. C* **68**, 035501 (2003).
3. F. A. Danevich *et al.*, *Phys. Rev. C* **67**, 014310 (2003).
4. Yu. G. Zdesenko *et al.*, *NIM A* **538**, 657 (2005).
5. P. Belli *et al.* *Phys. Rev. C* **76**, 064603 (2007).
6. F. A. Danevich *et al.*, *NIM A* **544**, 553 (2005).
7. Yu. G. Zdesenko *et al.*, *Astropart. Phys.* **23**, 249 (2005).
8. G. Angloher *et al.*, *Astropart. Phys.* **23**, 325 (2005).
9. А. Ш. Георгадзе *и др.*, *Ядерна фізика та енергетика* **1(17)**, 151 (2007).
10. F. A. Danevich *et al.* *NIM A* **556**, 259 (2006).
11. L. Bardelli *et al.* *NIM A* **569**, 743 (2006).

**PRELIMINARY RESULTS ON THE AXION MASS LIMIT
FROM MEASUREMENTS WITH LiF SAMPLE**

**P. Belli¹, R. Bernabei¹, F. A. Danevich², V. I. Goriletsky³, B. V. Grinyov³,
A. Incicchitti⁴, V. V. Kobychyev², M. Laubenstein⁵, V. M. Mokina², S. S. Nagorny²,
S. Nisi⁵, O. G. Shkulkova², V. I. Tretyak²**

¹*Dip. di Fisica, Universita di Roma "Tor Vergata" and INFN, Rome, Italy*

²*Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv, Ukraine*

³*Institute for Scintillation Materials, Kharkiv, Ukraine*

⁴*Dip. di Fisica, Universita di Roma "La Sapienza" and INFN, Rome, Italy*

⁵*INFN, Laboratori Nazionali del Gran Sasso, Assergi (AQ), Italy*

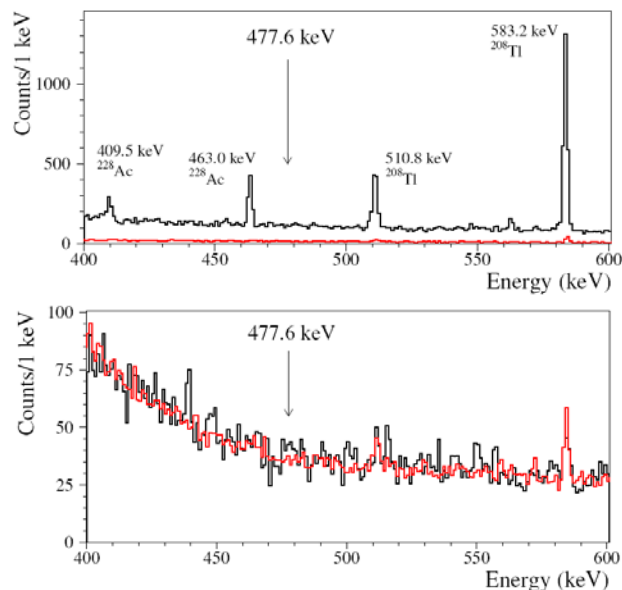
Axion is a hypothetical particle which was proposed to solve the so-called problem of CP violation in strong interactions (see [1] and references therein). If it exists, Sun could be intensive source of axions. In particular, they could be born in M1 transitions from the first excited level ($E_{\text{exc}} = 477.6$ keV) of ${}^7\text{Li}$ (populated in decay of ${}^7\text{Be}$ inside the Sun) to the ${}^7\text{Li}$ ground state, when axions could be emitted instead of γ quanta with some probability which is related with the axion mass. Coming to Earth, such axions could be further captured by ${}^7\text{Li}$ nuclei on Earth, leading to their excitation. In deexcitation process usually γ quanta will be emitted, and these γ quanta (with energy of 477.6 keV) can be observed with some proper detector.

With aim to search for ${}^7\text{Li}$ solar axions, few LiF samples (containing ${}^7\text{Li}$ with abundance of 92.41 %) were measured in underground conditions (3600 m w.e.) of the Gran Sasso National Laboratories of the INFN (Italy). Low background HP Ge detectors with volume of 408 cm³ and 244 cm³ were used.

Spectra collected with two LiF samples are given in Figure around expected 478 keV line. Top part shows data for LiF powder with mass of 243 g measured during 722 h. This sample is heavily polluted, as it is evident from comparison with the detector background (lower line in Figure (top)). Peaks corresponds to γ lines at 463, 511 and 583 keV (${}^{228}\text{Ac}$ and ${}^{208}\text{Tl}$ from ${}^{232}\text{Th}$ chain). Peak with energy 478 keV is absent, and only limit on its area can be given as $S < 39$ at 90 % C.L. Limit on the axion mass can be calculated with the help of relation (see [2] and further references):

$$m_a = 1.55 \cdot 10^{11} \cdot [S/(\varepsilon N t)]^{1/4} \text{ eV},$$

where S is area of the expected peak (or its limit at certain C.L.), ε is efficiency of the peak detection (calculated as $4.4 \cdot 10^{-2}$), N is number of ${}^7\text{Li}$ nuclei in the sample ($5.23 \cdot 10^{23}$), t is time of measurements (in seconds). With above given values we get limit (at 90 % C.L.): $m_a < 13.9$ keV which is better than 16 keV – the best bound measured with ${}^7\text{Li}$ samples previously [2].



Spectra measured with two LiF samples: *top* - LiF powder (mass of 243 g, 722 h of data collection with HP Ge 408 cm³); *bottom* - LiF crystal (224 g, 303 h, 244 cm³). Backgrounds of the detectors are normalized to time of the samples measurement.

We expect to increase sensitivity of measurements further with LiF samples of higher purity. In Figure (bottom) spectrum of LiF crystal with mass of 224 g is shown in comparison with background: they practically coincide. It is evident that pollutions usually present in LiF powder (see top part) were eliminated in the process of the crystal growth. Bigger sample of the LiF crystal and longer measurements are in preparation now.

F. A. Danevich, V. V. Kobychyev, V.M. Mokina, S. S. Nagorny, O. G. Shkulkova, V. I. Tretyak were supported in part by the Project "Kosmomikrofizyka" (Astroparticle physics) of the National Academy of Sciences of Ukraine.

1. G. G. Raffelt, J. Phys. A **40**, 6607 (2007).
2. A. V. Derbin *et al.*, JETP Letters **81**, 365 (2005).

DEVELOPMENT OF SILICON MICROSTRIP TRACKING DETECTORS FOR THE CBM EXPERIMENT AT FAIR

V. O. Kyva¹, O. S. Kovalchuk¹, A. O. Lymanets^{1,2}, O. V. Mykhailenko¹, V. M. Militsiya¹, V. M. Pugatch¹, J. M. Heuser³

¹ *Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv*

² *now at FLAS, J.W. Goethe University, Frankfurt, Germany*

³ *GSI, Darmstadt, Germany*

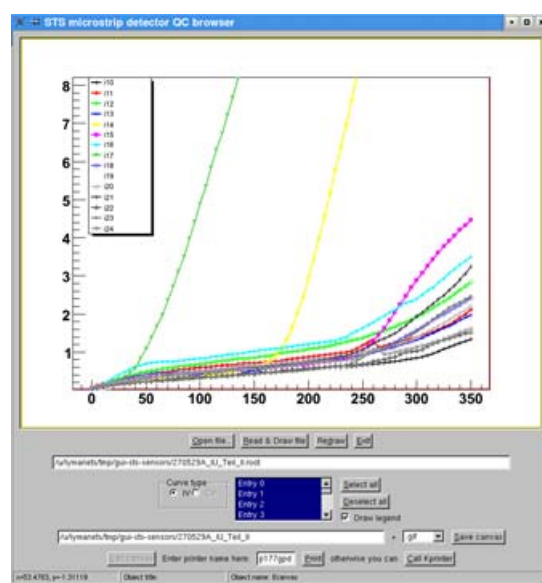
KINR participated in the beginning development of the Silicon Tracking System (STS) for the FAIR experiment CBM at GSI (Darmstadt, Germany). The STS is the main component of the CBM experiment and will perform charged particle tracking and high-resolution momentum measurement with detector stations composed of microstrip detectors. A low mass STS is one of the key requirements of the experiment to minimize multiple Coulomb-scattering of charged particles in the detector and support materials. This may be achieved with a low-mass mechanical support and by avoiding active readout electronics and its infrastructure in the aperture of the STS.

We have been working on the design of a first mechanical support prototype for the STS with focus on studying low-Z material and thermal stability. First prototypes of a support frame with $60 \times 200 \text{ mm}^2$ size have been produced at the Aeroplast private company in Kiev, utilizing composite materials such as carbon fiber and light foams with densities of $0.1 - 0.2 \text{ g/cm}^3$. A first sample demonstrated mechanical rigidity and a thickness of 1.6 mm. A special design has been developed for investigating cooling by circulating a liquid agent in hollow plates.

The readout of the microstrip sensor shall be performed through low-mass long readout cables with the same pitch as the sensor strips. We designed a micro cable with $25 \text{ }\mu\text{m}$ wide, $20 \text{ }\mu\text{m}$ thick Al strips of $50.7 \text{ }\mu\text{m}$ pitch on $40 \text{ }\mu\text{m}$ thick kapton film. The pitch of the strips was chosen to match that of the readout chip n-XYTER that will serve for detector prototyping in the CBM experiment. Two main problems have been taken into account when creating the design of micro cable. First, it must have high radiation tolerance. Second, it must feed signals at distances up to 0.5 m, which creates high input capacitance for read-out micro chip. This prob-

lem has been simulated using micro cables of similar structure, but with less capacitance. In this approximation pick-up signal was of the order of 1% of the main signal. At the moment first samples of micro cable have been produced at IMD (Kiev) and pick-up problem is to be investigated.

In 2007, first double-sided silicon microstrip detector prototypes have been produced in cooperation of GSI with CIS (Erfurt, Germany). Most of the wafers showed acceptable leakage current under depletion of up to a few hundred Volts. Since many more wafers will be produced in the future we started to develop a database to store the quality acceptance measurements that can be accessed with a graphical user interface based on a ROOT shown in Figure.



Graphical user interface tool for access to the Si sensor database.

Forthcoming activities of the detector prototyping include the assembly of first STS microstrip modules including front-end electronics and read-out chain for in-beam tests.

СИСТЕМА РАДІАЦІЙНОГО МОНІТОРИНГУ КРЕМНІСОВОГО ТРЕКЕРА ЕКСПЕРИМЕНТУ LHCb

**О. Ю. Охріменко, В. М. Пугач, В. М. Яковенко, Ю. В. Пилипченко, М. С. Борисова,
В. О. Кива, О. В. Михайленко, О. С. Ковальчук**

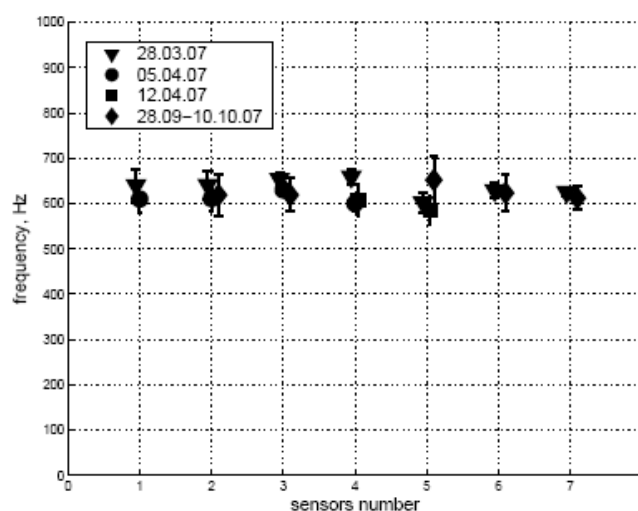
Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

Потоки частинок, що очікуються в експерименті LHCb, навіть при номінальному світінні, досить високі (інтегральна доза біля 60 кГр) для суттєвого впливу на роботу кремнієвих мікростріпових сенсорів внутрішнього трекера (ВТ) LHCb та зчитувальної електроніки. Через це необхідно монітувати радіаційне навантаження, щоб виключити руйнування коштовного обладнання експерименту. Потрібно вимірювати поглинену дозу «on-line» та зберігати вимірні дані для адекватної корекції систем підтримки роботи кремнієвих мікростріпових детекторів. Саме це і є головним призначенням системи радіаційного моніторингу (СРМ). Дані, вимірні СРМ, повинні передаватися до пультів керування прискорювальним комплексом LHC та експерименту LHCb [1].

СРМ створена на базі металевих фольгових детекторів (МФД). Принцип роботи МФД – вторинна електронна емісія (ВЕЕ) з поверхні металу при бомбардуванні його зарядженими частинками. На фользі утворюється позитивний заряд, який зчитується чутливим зарядовим інтегратором (ЗІ), спеціально розробленим у ІЯД. Готовий прилад представляє собою п'ятишарову структуру з алюмінієвих фольг: середня фольга – сенсор (під'єднується до ЗІ), дві сусідні з сенсором фольги – прискорюючі (на них подається позитивна напруга ~ 20 В (при відстані між фольгами 3 мм) для повного збору вторинних електронів) та дві крайні фольги – екрануючі (вони заземлюються). МФД має ряд переваг перед іншими детекторами, тому був вибраний у якості СРМ для ВТ. Найважливішими його перевагами є: висока радіаційна стійкість, мала маса детектуючої речовини, проста конструкція, мала робоча напруга (20 В) та низька ціна [2].

Виготовлено чотири модуля СРМ, що будуть розташовані на ІТ-2 станції. СРМ складається з 7 сенсорів (75×110 мм) та має загальні габарити $535 \times 147 \times 10$ мм. Модулі СРМ були протестовані в ІЯД для того, щоб визначити характеристики відгуку системи на іонізуюче випро-

мінювання та зміну відгуку з часом. Тестування проводилося за допомогою джерела ^{90}Sr активністю 5 МБк, тобто при нашій геометрії на сенсор припадало $\sim 10^6$ β -частинок. Використовувалися ЗІ з конверсійним фактором 100 Гц на 1 пА. ЗІ оснащено перетворювачем “напруга-частота”, тому на виході маємо TTL-сигнал з частотою пропорційною струмові на вході ЗІ.



Зміна відгуку СРМ з часом.

Вимірювання проводилися з березня по жовтень 2007 р. Результати дослідів показали, що СРМ працює і має характеристики, що задовольняють умови експерименту. Відгук системи коливається в межах від 540 до 720 Гц з відносною похибкою 1 - 8 % залежно від сенсора (див. рисунок). Також із цих вимірювань було оцінено конверсійний фактор МФД даної конструкції, що становить 50 ± 5 вторинних електронів на одну β -частинку.

1. The LHCb Collaboration, *LHCb Technical Design Report*, CERN/LHCC 2003-030, LHCb TDR 9, Sep. 9, 2003.
2. V. Pugatch *et al.*, *Radiation Monitoring System for the LHCb Inner Tracker*, LHCb Note 2002-067.

**MANY-PARTICLE NUCLEAR REACTIONS WITH RADIOACTIVE IONS –
A SOURCE OF NEW DATA**

V. M. Pugatch

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

Many particle final states of nuclear reactions represent the most general class of nuclear processes already at energies above few hundred MeV. There are some peculiarities in the data obtained at the kinematical complete studies of the many particle nuclear reactions [1, 2]. Their theoretical treatment is very complicated in terms of exact many-body problem even for simple final states with few nucleons. Nonetheless, proper choice of kinematical conditions allowed a selection of a phase space with prevailing contribution from two-body interaction, either at the initial stage of interaction (quasi-free scattering) or at the final stage of nuclear reaction (final state interaction or sequential decay). Using radioactive ion beams (RIB) one can consider more exotic pairs of interacting nuclei thus reaching earlier non-available region of data for studies with a possibility to observe an impact on well-known data due to such peculiarities of RI like neutron halo etc. Scattering exotic projectiles (like extremely neutron-rich radioactive nuclei) on different nucleus one could further study the phenomena of the break-up cross-section dependence upon the nuclear surface properties (Nemets effect in a deuteron break-up).

In general, the scientific problems for studies of many-particle nuclear reactions with RI could be summarized as follows: the nuclear structure and reaction for nuclei far from β -stability line; the synthesis of new nuclides near drip lines and new super heavy nuclides; the properties of asymmetric nuclear matter with extra large isospin; nuclear astro-reactions.

The existence of the neutron tail in a neutron-rich projectile may initiate a different surface response (giant resonance excitation). For instance, the branching ratio for GQR- decay products might be affected. Neutron halo of the RI-probe could affect the branching ration in a way that due to the polarization by the Coulomb field excitation of the GR will be initiated by a

neutron tail while its decay occurs in a Coulomb and nuclear field of a core of the scattered RI. New modes are possible which involve oscillations of the skin against the core. Such excitations will only be found with intense sources of neutron-rich radioactive beams.

Exclusive chance to get new data on interaction of unstable nuclei is introduced by kinematical complete studies of 3- and 4-particle final states of nuclear reactions. Namely, in this way the data on such important interaction like the one between neutrons were obtained. Collision experiments with beams of very neutron-rich and very neutron-poor isotopes will explore the asymmetry energy term in the equation of state of nuclear matter. This term is important in understanding the properties of neutron stars. Till now a pure neutron matter is only found in neutron stars. Many-particle nuclear reactions with RI may lead to a discovery of the neutron matter in the earth conditions. The proposal for searching neutron nuclei created in three-particle nuclear reactions was presented in ref. [3].

Interference phenomena established in studies of three-particle nuclear reactions will certainly contribute into definite regions of phase space of many-particle nuclear reactions with radioactive ion beams. Interference phenomena can shed light on different aspects of nuclei-RI interactions which hard to establish in traditional scattering experiment due to some peculiarities like 2^n - factor of resonance enhancement (constructive phase shift), deformation of the resonance (destructive phase shift), both might be a signature of contribution into the same region of the phase space by competing states with different quantum numbers.

We start to consider intention to join studies with RIB at the European Facilities.

1. V. Pugatch, *Proc. of the Second International School on Nuclear Physics, Kiev, June 25 - July 2, 1991* (Kiev, 1992), p. 28.
2. V. Pugatch *et al.*, *Particle and Nuclei* **23**, 1035 (1992).
3. V. Pugatch, *Proc. of the International Conference, Foros, 1 - 5 Oct., 1991* (World Scientific, 1991), p. 149.

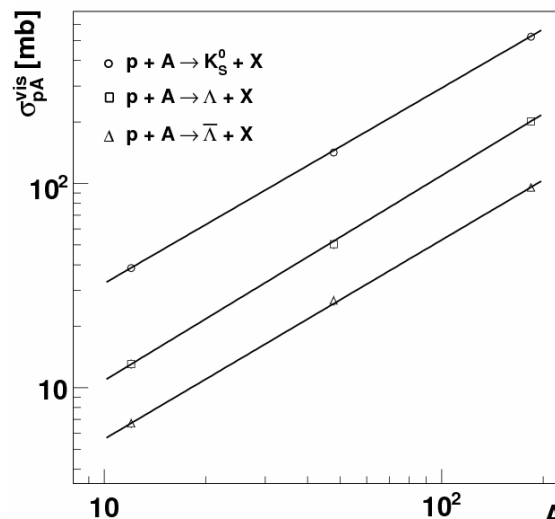
ГЕНЕРАЦІЯ V^0 ЧАСТИНОК У ПРОТОН-ЯДЕРНИХ ЗІТКНЕННЯХ ПРИ $\sqrt{s} = 41.56$ ГеВ

В. Є. Аушев, С. В. Приступа, В. М. Пугач

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

Вивчення генерації дивних частинок має довгу історію, але і сьогодні детальне розуміння їх механізмів народження є важким завданням в контексті КХД. Отже, краще розуміння процесів генерації і більш точна симуляція утворення частинок, особливо в протон-ядерних зіткненнях, є необхідним для вивчення атмосферних космічних злив, а також для розуміння ролі дивних частинок у процесі діагностики виникнення кварк-глюонної плазми.

Експериментальні дані набиралися в міжнародному дослідницькому центрі DESY на спектрометрі, побудованому колоборацією HERA-B [1]. Протягом 2007 р. було повністю завершено аналіз даних і підготовлено публікацію за результатами аналізу. Виміряно й досліджено поведінку інклюзивних подвійно-диференційних перерізів народження K_S^0 , Λ і $\bar{\Lambda}$ як функцію перемінної Фейнмана x_F та квадрата поперечної компоненти імпульсу p_T^2 у зіткненнях протонів з вуглецевою, титановою і вольфрамовою мішенями. Вимірювання покривають негативний x_F регіон $-0.12 < x_F < 0$ і регіон поперечного імпульсу аж до $0 < p_T^2 < 2.5$ (ГеВ/с)². Також досліджено залежність вимірних перерізів від атомної маси матеріалу мішені (див. рисунок), побудовано диференційні розподіли параметра α (середні значення α становлять 0.957 ± 0.009 , 1.004 ± 0.10 і 0.975 ± 0.014 для K_S^0 , Λ і $\bar{\Lambda}$ відповідно) як функцію перемінної x_F і p_T^2 , виміряно повний переріз генерації V^0 частинок на нуклон, 10.33 ± 0.90 , 6.13 ± 0.61 і 1.68 ± 0.21 для K_S^0 , Λ і $\bar{\Lambda}$ відповідно. Було побудовано диференційні розподіли відношень античастинка/частинка, а та-



Залежність вимірних перерізів від атомної маси матеріалу мішені. Лініями зображено опис результатів відповідно до параметризації $\sigma = A^\alpha$. Похибки наведено статистичні та систематичні.

кож мезон/баріон залежно від x_F і p_T^2 . Отримані результати порівнюються з даними від інших експериментів [2], а також з теоретичними розрахунками EPOS 1.67 [3] і PYTHIA 6.3 [4].

Значна робота проведена над визначенням систематичних похибок, їх значення знаходяться в межах 5 - 9 % (4 - 5 %) залежно від частинки (матеріалу мішені).

1. E. Hartouni *et al.*, HERA-B Design Report, DESY-PRC 95/01 (1995).
2. I. Abt *et al.*, Eur. Phys. J. C **29**, 181 (2003) and their references [1 - 24].
3. K. Werner *et al.*, Phys. Rev. C **74**, 044902 (2006).
4. T. Sjostrand *et al.*, Comp. Phys. Commun. **135**, 238 (2001).

СТВОРЕННЯ МАЛОГАБАРИТНОЇ ПРИСКОРЮВАЛЬНОЇ ТРУБКИ ДЛЯ ГЕНЕРАЦІЇ НЕЙТРОНІВ ТИПУ НТГ-2М

М. Ф. Коломієць, О. В. Коваленко, Н. А. Кубай, В. М. Рогозін, О. К. Серeda, А. Ф. Шаров

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Останнім часом зросли вимоги до фізико-технічних характеристик запаяних прискорювальних трубок для генерації нейтронів, особливо тих, що використовуються в свердловинній апаратурі для пошуку та контролю за розробкою родовищ корисних копалин. Зокрема, потрібно забезпечити стабільну роботу свердловинного генератора при температурі оточуючого середовища ~ 150 °С, збільшити на порядок ресурс роботи генератора без заміни прискорювальної трубки, розширити частотний діапазон генерації нейтронних імпульсів, збільшити механічну та електричну міцність трубки, зменшити габаритні розміри трубки і таке інше [1].

Тому в лабораторії фізико-технічних проблем джерел ядерних випромінювань в 2007 р. прове-

дені роботи за науково-технічним інноваційним проектом, в результаті якого створено малогабаритну прискорювальну трубку типу НТГ-2М, а саме: розроблено комплект робочої конструкторської документації на трубку; комплект текстової конструкторської документації (ТУ, ТО, ПС, ПМ); розроблено технологічне оснащення для виготовлення трубки та інше.

Нейтронна трубка НТГ-2М являє собою метало-керамічний корпус (рис.1), в якому розміщено джерело іонів типу Пеннінга, сховище тритій-дейтерієвої суміші, електроди іонної геометрії для прискорення та фокусування іонів, титанова мішень, високовольтний ізолятор, антиднатронний електрод, колектор.

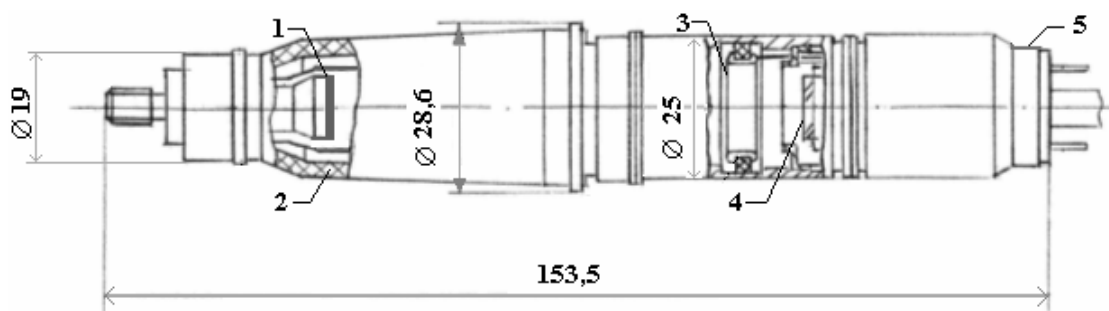


Рис.1. Прискорювальна нейтрона трубка НТГ-2М. 1 – титанова мішень; 2 –високовольтний ізолятор; 3 – анод джерела іонів; 4 – катод джерела іонів ; 5 – корпус.

За нашими розрахунками трубка НТГ-2М повинна мати ідентичні фізико-технічні характеристики з трубкою НТГ-2 [2], але в значно менших габаритах, що дасть можливість застосувати її в свердловинній апаратурі котролю за розробкою газонафтових родовищ.

1. В. М. Гулько, А. А. Ключников, Н. Ф. Коломієць, Л. В. Михайлов, А. Е. Шиканов. Ионно-вакуумные приборы для генерации нейтронов в электронной технике. Киев «Техника» 1988.
2. ТУ 95 2262-91. Трубки ускорительные газонаполненные типа НТГ-2.

ИСТОЧНИКИ ИОНОВ ТВЕРДЫХ ВЕЩЕСТВ ДЛЯ МАСС-СЕПАРАТОРА “KINRIS”

А. Е. Вальков, А. В. Демьянов, А. И. Колосов, Т. П. Руденко

Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев

Разработаны, изготовлены и испытаны на стенде два источника ионов для масс-сепаратора “KINRIS” (изотопный сепаратор киевского Института ядерных исследований): дуговой источник и источник типа Фримана, которые устанавливаются на унифицированной базовой конструкции. Для дугового источника твердых веществ разработан метод получения паров этих веществ с помощью специального тигля - печи, расположенной под антикатодом с отверстием. Этот метод позволяет регулировать скорость подачи твердого вещества независимо от режима разряда и без перемещения распыляющегося электрода за счет экстракции из плазмы ионов или электронов, потоки которых направлены на рабочее вещество. Для ионных источников разработана оригинальная конструкция разрядной камеры, объединяющая камеру с тиглем и нагревательным элементом.

Источники ионов для масс-сепараторов должны удовлетворять ряду важных требований: обеспечивать большие интенсивности, иметь достаточно малые эмиттансы при минимальном разбросе энергии, длительный срок непрерывной работы и др.

В достаточной мере этим требованиям удовлетворяет дуговой источник ионов PIS100 (рис. 1).

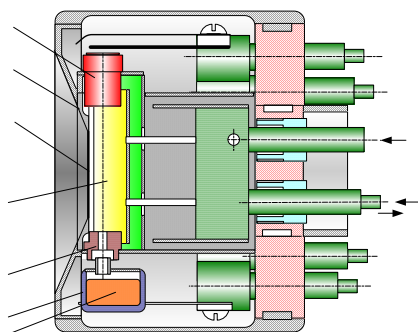


Рис. 1. Источник ионов PIS100 с изолированным анодом, полым антикатодом и тиглем.

Дуговой источник может работать в широком диапазоне температур парообразования рабочих веществ, но генерируемые им пучки ионов имеют достаточно большие значения эмиттанса и немалый разброс по энергии. С целью устранения этих недостатков нами был разработан источник ионов типа Фримана FIS100 (рис. 2) [1].

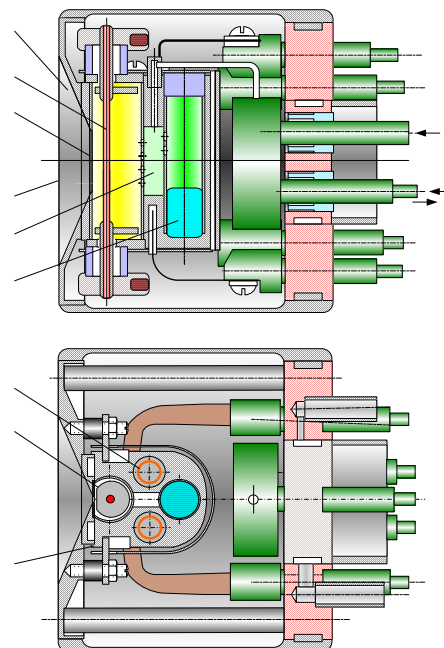


Рис. 2. Источник ионов FIS100.

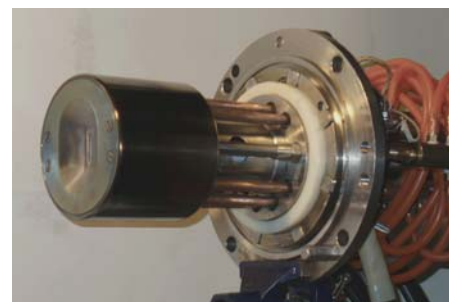


Рис. 3. Базовая конструкция источников ионов.

Источники ионов PIS100 и FIS100 выполнены на унифицированной базовой конструкции (рис. 3) [2], герметичность которой обеспечивает снижение расхода плазмообразующего газа и ограничивает выбросы рабочего вещества за пределы источника, а также обеспечивает рабочее напряжения до 50 кВ. Оба источника рассчитаны на получение ионных токов до $25 \div 35$ мА. Проведены исследования рабочих характеристик этих источников на стенде.

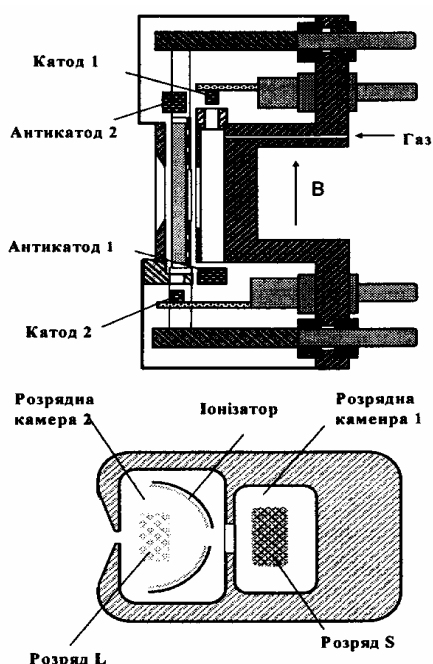
1. А. Е. Вальков *и др.* *Препринт КИЯИ-05-3* (Ин-т ядерных досл. НАН України, Київ, 2005), 4 с.
2. А. Е. Вальков, А. В. Долинский, *Ядерна фізика та енергетика* **2(18)**, 124 2006.

ДЖЕРЕЛО НЕГАТИВНО ЗАРЯДЖЕНИХ ІОНІВ ВОДНЮ ДЛЯ ЦИКЛОТРОНА У-240

О. Є. Вальков, О. В. Дем'янов, О. Й. Колосов, Т. П. Руденко

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

Для одержування інтенсивних пучків протонів на циклотроні У-240 необхідно здійснити виведення пучка з прискорювача методом обдирання електронів. З цією метою було розроблено джерело негативно заряджених іонів водню (рис. 1). Передбачається, що джерело буде генерувати пучки з інтенсивністю декілька міліампер. У джерелі використовується ефективний метод одержання іонів Н⁻, а саме поверхнево-плазмовий метод без використання парів цезію. Іонне джерело має дві камери: перша – для потужнострумового розряду; друга – для слабкострумового та низьковольтного розряду. У другій камері використовувалися електроди з малою роботою виходу електронів. Потужнострумований розряд у першій камері використовувався для дисоціації та іонізації молекул водню. Із першої камери позитивно заряджені іони екстрагуються в другу камеру в напрямку щілини джерела, й потім на молекулах залишкового газу другої камери відбувається перезарядка до Н⁻.

Рис. 1. Схема конструкції джерела іонів Н⁻.

У другій камері [1, 2] в якості катода та антикатода використовуються кристали гексобориду лантану LaB₆, який є чудовим емітером електронів. У нашому випадку гексоборид лантану використовується у формі тонких пластинок, що побічно нагрівають катод та анод.

Збільшення десорбції Н⁻ іонів з поверхні іонізатора можливо за допомогою методу бомбардування цієї поверхні позитивно зарядженими іонами водню, які екстрагують із газового розряду. З цією метою варіюється негативний потенціал у діапазоні 0 ÷ 250 В, який прикладається до іонізатора (рис. 2).

Якщо струм іонів Н⁺, які екстрагуються з газового розряду в другій газовій камері на іонізуючий електрод (іонізатор) порядку 1 А, а коефіцієнт розпорошення порядку 0,1, то струм іонів Н⁻ з іонізуючої поверхні іонізатора буде порядку 10 мА. Додатково Н⁻ іони, одержані в низьковольтовому газовому розряді в другій камері, а також при обдиранні Н⁺ іонів в залишковому газі дадуть повний струм Н⁻, який більше 12 мА. Таке джерело може бути використане для одержання негативно заряджених інших елементів, які мають високу спорідненість з електроном.

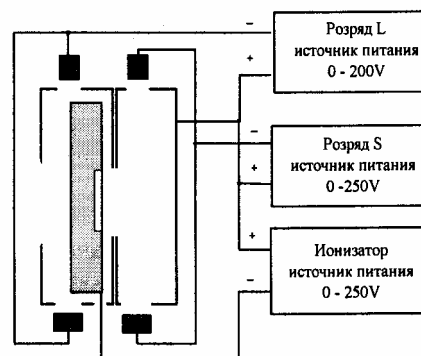


Рис. 2. Електрична схема живлення розряду в першій камері (L), розряду в другій камері (S) та іонізатора.

1. K. Leung, Rev. Sci. Instrum. **55**(7), 1064 (1984).
2. D. Zangberg, N. Ionov, Surface Ionization, Science, Москва, Россия, 1969.

DESIGN STUDY OF THE “KINRIS” WITH 2700 WIDE APERTURE MAGNET

A. T. Valkov¹, A. V. Demyanov¹, M. E. Dolinska¹, A. I. Kolosov¹, T. P. Rudenko¹, A. V. Dolinskii²

¹ Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv

² Gesellschaft für Schwerionenforschung, Darmstadt, Germany

The new isotope separator “KINRIS” (Kiev Institute for Nuclear Research Isotope Separator) is being constructed. The goals: high current capability up to 10 mA; transmission not less than 90 %; usable with any ion source having either circular or slit geometry; no more than 1 % disruption of original isotopic ratios; double - directional focusing; variable dispersion; focal plane mass spread of 10 % total magnet contribution to aberrations less than 1 mm.

The general appearance of the “KINRIS” separator system is shown in Figs. 1 and 2, which also show schematically the various beam optical elements. The main component of the separator is the large aperture analyzing magnet CP17 (see Fig. 1).

Separator

Total length12.5 m
 Source to magnet distance, L_{sm} 1.0 m
 First field index, n 0.7
 Magnet to focus distance, L_{im} 1.0 m
 Hor. acceptance30 mm mrad
 Ver. acceptance200 mm mrad

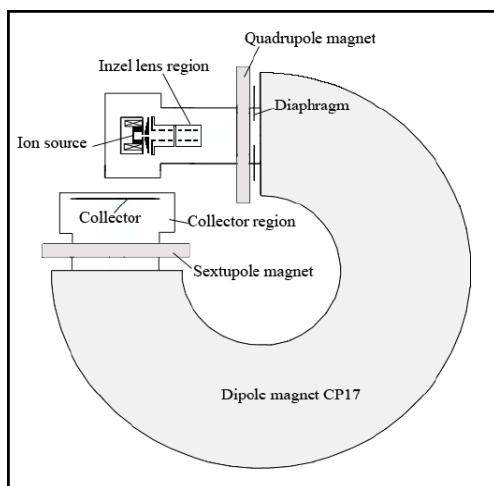


Fig. 1. The main component of the separator is the Large aperture analyzing magnet CP17.

270° Dipole magnet (CP17)

The magnet has an inhomogeneous magnetic field that provides double focusing of the ion beam.

Deflection angle 270°
 Mean radius, ρ 2 m
 Max. magnetic field, B 0.7 T
 Max. field index, n 1.0

Horizontal aperture, a_x 400 mm
 Vertical aperture, a_y 100 mm

Ion source

Freeman type of ion source. Total ion current - 50 mA, extraction energy 30 - 50 kV.

Nonlinear ion – optical simulations

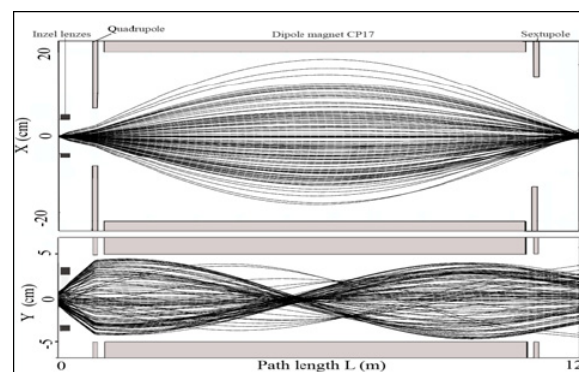


Fig. 2. Calculated particle trajectories through the separator from the ion source to the collector [1].

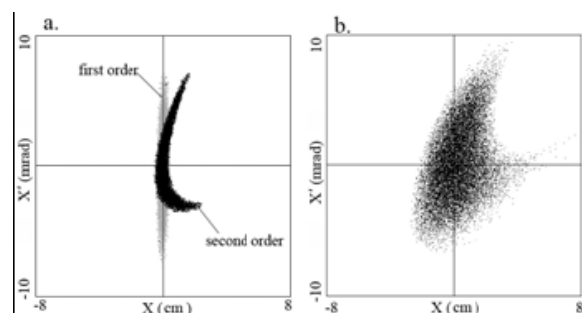


Fig. 3. Beam spots at the focal plane $\epsilon_x = 10 \text{ mm} \cdot \text{mrad}$; a - $\Delta p/p = 0$; b - $\Delta p/p = 0.2\%$.

Summary

“KINRIS” will be used for research on the separation of stable isotopes, the development of technological equipment and the production of highly enriched stable isotopes. The 270° dipole magnet in combination with additional focusing magnets can provide the variation of the dispersion function on the focal plane up to 12 m. A resolving power of 150 could be ensured for emittance up to 40 mm·mrad and the energy spread, which not exceed 0.2 % (Fig. 3).

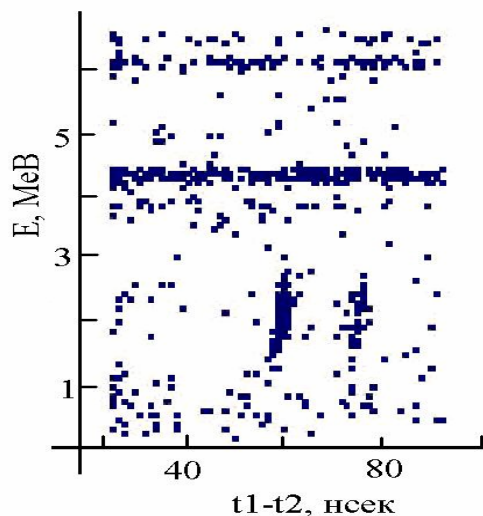
ВИКОРИСТАННЯ СУПУТНЬОЇ ЧАСТИНКИ ДЛЯ СПЕКТРОМЕТРІЇ ШВИДКИХ НЕЙТРОНІВ НА ПУЧКУ ЕГП-10К

І. П. Дряпаченко, Е. М. Можжухін

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

Нейтрон у вихідному каналі розпаду ядра або тої чи іншої ядерної реакції завжди є важливим та дуже цікавим суб'єктом досліджень. В експериментах з нейтронами найширше використовується їх спектрометрія за часом прольоту, коли енергія нейтронів визначається з вимірювання часу прольоту відстані між взаємодіючою з пучком мішенню та детектором нейтронів. Найбільш поширено для цього використовуються імпульсні пучки, з якими відносно просто реалізувати часову прив'язку («нуль часу») у таких вимірюваннях. Не менші можливості надають супутні частинки, коли разом із нейтроном з акту ядерної взаємодії вилітають інші продукти – γ -кванти або заряджені частинки (від нуклонів до уламків поділу). Абсолютні переваги цього підходу виявляються в кореляційних експериментах на пучках прискорювачів безперервної дії при відсутності імпульсного режиму роботи прискорювача й відповідного покращання ефективності використання пучка та мінімізації фону випадкових збігів.

У цій роботі було налагоджено та перевірено кореляційну методику для дослідження багато-частинкових ядерних реакцій із швидкими нейтронами у вихідному каналі. Для цього використовувалась реакція $D(d,n)^3\text{He}$ при бомбардуванні мішені з дейтерованого поліетилену CD_2 пучком прискорених дейтронів тандема ЕГП-10К. Нейтрони реєструвалися сцинтиляційним детектором із кристалом стильбену, а супутні їм ядра ^3He ($\Delta E \times E$)-телескопом під кутами щодо пучка дейтронів відповідно до кінематичних розрахунків. У вимірюваннях використовувалися «стандартно» вживані апаратура та комп'ютеризована система накопичення й сортування даних [1]. На рисунку представлено двовимірний спектр статистичної інформації, яка відповідає збігам нейтрону (вісь «X» - часопролітний спектр нейтронів) та ^3He (вісь «Y» - енергетичний спектр заряджених частинок). Найявна однозначна ідентифікація таких збігів двома «острівцями» на цій площині, які відповідають зміні часової затримки у нейтронному каналі на 20 нс. Горизонтальні смужки на площині інформації відповідають випадковим збігам, насамперед пружно розсіяних дейтронів вуглецем, дейтерієм та воднем, які входять до складу мішені CD_2 .



Двопараметричний спектр збігів швидких нейтронів із зарядженими частинками з реакції $D(d, n)^3\text{He}$. $E_d = 7$ MeV; $\theta_n = 90^\circ$, $E_n = 4,4$ MeV; $\theta_{^3\text{He}} = 5,9$ MeV.

Доцільно підкреслити, що наведені методичні можливості є необхідними при проведенні експериментів та вимірювань із швидкими нейтронами. Саме за таких вимірювань визначається залежність ефективності реєстрації нейтронів від їх енергії, що є необхідною умовою кількісних вимірювань. За можливостей зміни (регулювання) енергії бомбардуючого пучка з прискорювача досягається однозначна визначеність таких параметрів вимірювальної системи:

$\Theta(^3\text{He})$	E_d , MeV	2	3	4	5	6
30°	$E(^3\text{He})$	4,86	5,74	6,6	7,43	8,26
	$\Theta(n)$	85,5	73	65	60	56
	$E(n)$	0,41	0,53	0,67	0,84	1,0
150°	$E(^3\text{He})$	1,79	1,78	1,8	1,84	1,88
	$\Theta(n)$	12	10,5	9,5	8,9	8,4
	$E(n)$	3,5	4,5	5,47	6,43	7,4

Таким чином, отримані результати доводять адекватність даної установки для проведення кореляційних експериментів із швидкими нейтронами, а також метрологічних та прикладних вимірювань із високою роздільною здатністю у обраному інтервалі енергії швидких нейтронів.

1. І. П. Дряпаченко, Е. М. Можжухін, Ядерні та радіаційні технології **4**, 76 (2004).

**ПОШУК ТА ДОСЛІДЖЕННЯ ГАЗОВИХ СУМІШЕЙ
ДЛЯ ДЖЕРЕЛА НЕГАТИВНИХ ІОНІВ ТАНДЕМА ЕГП-10К**

І. П. Дряпаченко, Л. П. Кацубо, Г. М. Козеряцка, Е. М. Можжухін

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

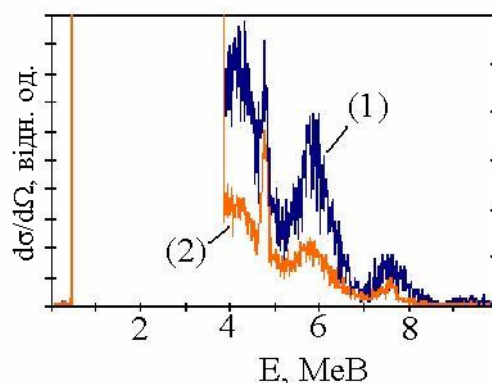
На сьогодні низькоенергетичні пучки різноманітних ядер (атомів, елементів) є підґрунтям цілих галузей високотехнологічного пошуку нових матеріалів, їх модифікації та різноманітних застосувань. У роботі наведено результати пошуку можливостей розширення «паспортних» характеристик електростатичного перезарядного прискорювача (тандема) ЕГП-10К з метою отримання та прискорення важких іонів.

При наявності відповідних джерел іонів (позитивних для однокінцевих та негативних для тандемів) на електростатичних прискорювачах можна одержувати високоенергетичні пучки іонів практично усієї періодичної системи (від водню до урану) як стабільних, так і радіоактивних ізотопів. За різних величин енергії спорідненості до електронів для отримання різних негативних іонів з одного джерела (особливо для елементів із «критично» низькою енергією спорідненості) доцільно примусово змінювати енергетичний розподіл електронів в області відбору для утворення в розряді підвищеної концентрації даного виду негативних іонів, наприклад, використовуючи суміші газів [1]. Так, у роботі [2] за цією методикою було запропоновано отримання широкого спектра важких іонів достатньої технологічної інтенсивності (див. таблицю).

Тип іона	Газова суміш	Струм пучка, мкА
H ⁻	H ₂	80
(CH) ⁻	10 %CH ₄ + H ₂	0.26 - ¹² C
(NH) ⁻	20 %N ₂ + H ₂	2.0 - ¹⁴ N
O ⁻		5.0
F ⁻	2 % Freon + H ₂	2.0
S ⁻	2 % SF ₆ + H ₂	2.8
³⁵ Cl ⁻	2 % Freon + H ₂	35
I ⁻	H ₂ + Iodine Crystals	5.0

Використання у цій роботі в якості баластного газу водню обумовлено технологічною необхідністю введення тандема ЕГП-10К в робочий режим та його підтримання. Апріорі мається на увазі, що траєкторії пучків H^(±) та N^(±) в електро-

статичних пристроях ідентичні. Вимірювання з пучками іонів азоту проводилися кремнієвим спектрометром заряджених частинок у відповідності з кінематичними обрахунками енергії очікуваних продуктів пружного розсіяння протонів та іонів азоту (¹⁴N) на різних мішенях та для відповідних енергій прискорення.



Спектр «з азотом» (при напуску азоту в джерело вакуум змінився із 1.5 до 2.7 · 10⁻⁶ мм рт.ст.) (1); спектр «без азоту» (2).

В отриманих спектрах (див. рисунок) була підтверджена можливість прискорення іонів азоту з використанням газової суміші «водень + азот» у джерелі негативних іонів інжектора тандемного прискорювача ЕГП-10К. Однак досягнуті «слідові» інтенсивності прискорених іонів азоту не доводять можливості використання існуючого джерела негативних іонів для отримання пучків важких (газових) іонів для технологічних та експериментальних цілей. Тому надалі планується використати в інжекторі прискорювача ЕГП-10К джерело негативних іонів із «холодним» катодом з відповідною системою живлення, охолодження та діагностики.

1. J. P. Martin, R. J. Leveague, Nucl. Instr. & Meth. **80**, 229 (1970).
2. *Proposal for 14 MV Tandem Facility* / High Voltage Engineering Corporation Technical Report, 1975.

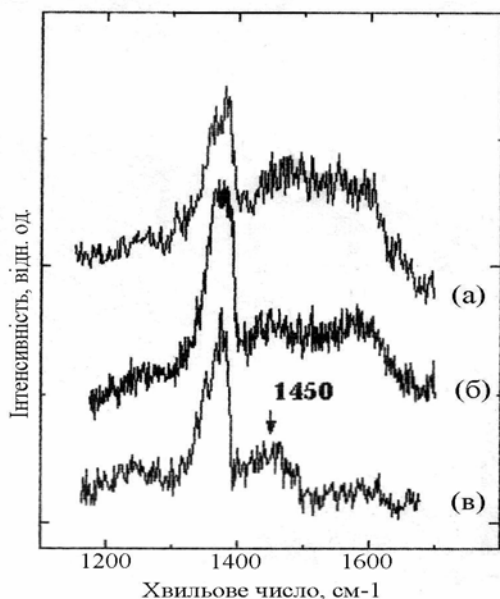
ДОСЛІДЖЕННЯ МОЖЛИВОСТІ ВИКОРИСТАННЯ КОМПОЗИТНИХ СПОЛУК ВУГЛЕЦЮ НА ОСНОВІ ФУЛЕРЕНІВ В ЯКОСТІ ПЕРЕЗАРЯДНИХ МІШЕНЕЙ ДЛЯ ТАНДЕМА ЕГП-10К

Г. М. Козеряцька, І. П. Дряпаченко, Е. М. Можжухін, А. Ф. Шаров

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

Прискорення різних за масою іонів на тандемних прискорювачах вимагають нової якості перезарядних мішеней, а саме їх мінімальної товщини, однорідності, радіаційної стійкості та робочого часу. Сучасні найбільші очікування для таких цілей пов'язуються з новітніми технологіями отримання вуглецевих наноплівочок на основі фулеренів – ансамблів атомів вуглецю C_{60} чи C_{70} та нанотрубок [1, 2].

Нами були використані такі технології їх виготовлення як вакуум-термічне напилення при контактному розігріві графіту [3], дугове, магнетронне, а також виготовлення вуглецево-фулеренових «сандвічів». Для дослідження таких тонкоплівкових мішеней використовувалися метод комбінаційного розсіяння світла та атомна спектроскопія. На рисунку наведено спектри комбінаційного розсіяння на перезарядній ^{12}C -мішені товщиною 15 мкг/см^2 .



Спектри комбінаційного розсіяння світла вуглецевими плівками: *a* – мішень одразу після напилення; *b* – мішень отримана на півроку раніше, *c* – опромінення дозою 10^{17} протон/см².

На усіх спектрах наявна лінія 1450 см^{-1} (спектр *a*), яка відповідає фулереновій складовій у мішені. Спектр *b* отримано на мішені, яка була виготовлена на півроку раніше, ніж *a*, й при роботі на прискорювачі була опромінена протонами до дози

10^{16} протонів/см², а спектр *c* – до дози 10^{17} протонів/см². Зі спектрів видно, що із збільшенням дози опромінення пучком прискорювача «фулеренова» лінія проявляється більш чітко.

Перезарядні вуглецеві фолії завтовшки 10 мкг/см^2 , виготовлені нами методом вакуум-термічного осадження, були використані на пучках важких іонів циклотрона У-240 (див. таблицю). У таблиці наведено також дози опромінення, термін роботи мішені під пучком та його розрахунковий прогноз за методикою, описаною в [3].

Іон	Енергія, МеВ/А	Струм пучка, мкА	Доза, част./мм ²	Експ., год.	Розр., год.
$^{12}C^{++}$	9,4	0,15	$1,01 \cdot 10^{17}$	274	38
$^{14}N^{++}$	8,8	0,04	$1,08 \cdot 10^{16}$	72,2	27,2

Як видно з таблиці, такі мішені мають підвищений строк служби й, крім цього, придатні для повторного використання під пучком, оскільки не були пошкоджені. Такий результат частково можна пояснити наявністю фулеренової складової, яка й виявлена при дослідженні перезарядних фолій, виготовлених методом вакуум-термічного осадження.

Нами розроблена методика виготовлення перезарядних мішеней на основі фулеренових ансамблів у вигляді «сандвічу» $^{12}C + ^{12}C_{60} + ^{12}C$, аби запобігти випаровуванню $^{12}C_{60}$ у разі, коли в місці потрапляння пучка іонів локальна температура досягне $\sim 500 \text{ }^\circ\text{C}$ [3].

Для вимірювання товщини перезарядних мішеней у діапазоні $\sim 2 \text{ мкг/см}^2$ і вище впроваджена та розвивається далі методика, яка дає можливість співставляти плівки за товщиною і за наявності каліброваних зразків визначати кількісні величини товщин [4].

3. А. В. Елецкий, Б. М. Смірнов, Успехи физических наук **165**, (9), (1995).
4. K. von Reden, Mei Zhang, M. Meigs *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **B261**, 44 (2007).
5. Г. М. Козеряцька, Л. О. Матвеева, В. Г. Зорнік, Патент України, № 9841 від 4 вересня 1996 р.
6. Б. П. Адьясевич, ВАНТ, Сер.: Общая и ядерная физика **2(12)**, 35 (1980).

БЕЗПІДКЛАДКОВІ ІЗОТОПНІ МІШЕНІ ДЛЯ ПРЕЦИЗІЙНИХ ЯДЕРНО-ФІЗИЧНИХ ДОСЛІДЖЕНЬ

Г. М. Козеряцька, І. П. Дряпаченко, Е. М. Можжухін, А. Ф. Шаров

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

Сучасний стан фундаментальних досліджень з ядерної фізики, твердого тіла, нанофізики, високотехнологічного пошуку з використанням пучків іонів різноманітного елементного складу та «поштучними» інтенсивностями висуває високі вимоги до якісного та кількісного аналізу складу прискорених пучків іонів та бомбардованих ними мішеней та зразків. Окремий інтерес технологічні характеристики мають щодо перезарядних мішеней, які є необхідним елементом для тандемних електростатичних прискорювачів. Відповідний технологічний пошук на основі методу імпульсного вакуум-термічного осадження для отримання тонкоплівкових мішеней виконувався в даній роботі на модернізованій напилювальній вакуумній установці типу ВУП-5М.

На рис. 1 наведено коефіцієнти осадження плівок в імпульсному режимі для різних елементів.

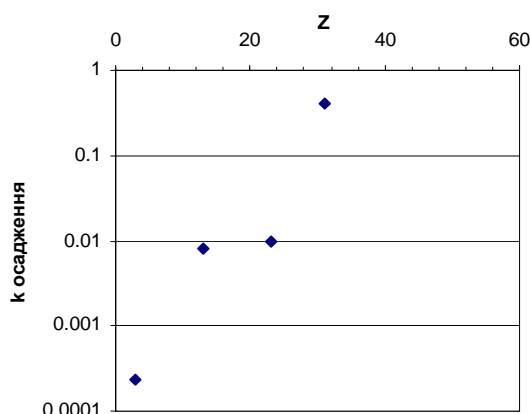


Рис. 1. Залежність коефіцієнтів осадження для різних елементів.

Конкретні результати врахування наведених вище умов були перевірені при дослідженні виготовленої в даній роботі мішені ^{210}Bi товщиною $\sim 4 \text{ мг/см}^2$ (за вимірюваннями гравіметричним методом) за наведеною в цій роботі методикою напилюванням із швидкістю $22.5 \text{ мкг/см}^2\text{с}$ в імпульсному режимі з шпаруватістю 0.4 при температурі танталового випаровувача 930 К. На цьому прикладі показано, що мішені виготовлені методом імпульсного вакуумтермічного осадження на підкладки, які не нагріваються, мають підвищену чистоту, механічну щільність та ра-

діаційну стійкість порівняно з мішенями, які виготовлені традиційним напилюванням у безперервному режимі на підігріті підкладки.

Виготовлені мішені бомбардувалися пучком іонів електростатичного перезарядного прискорювача ЕПП-10К. Реєструвалися продукти розсіяння протонів та дейтронів з енергією 4 та 4.35 MeV на мішенях різного елементного складу (CD_2 , ^{12}C , ^{60}Ni , ^{210}Bi) для кутів реєстрації 45° (2), 70° (1) (рис. 2, а), 110° (4) та 150° (3) (рис. 2, б).

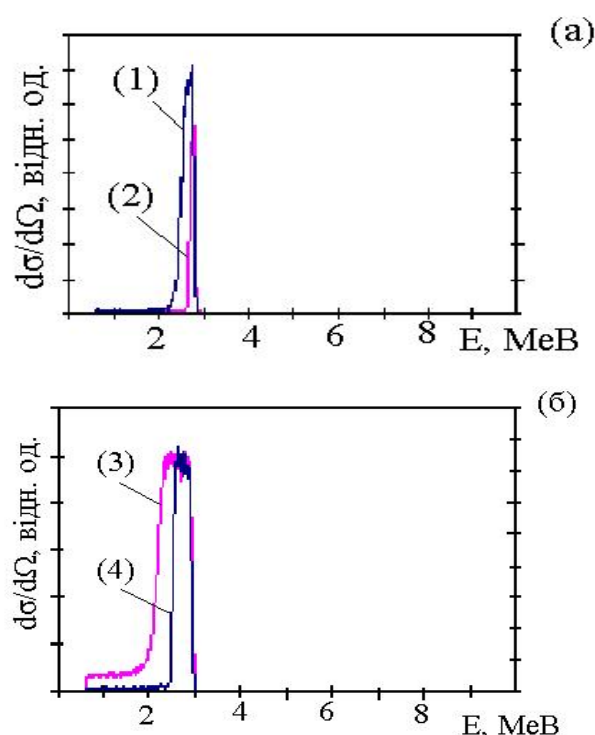


Рис. 2. Спектри пружного розсіяння протонів вісмутом під різними кутами.

Наявна суттєва різниця пробігу протонів у вісмути для двох кутів проявляється у відповідних ширинах піків пружного розсіяння. З урахуванням цієї геометрії, відповідної кінематики взаємодії та енергетичних втрат заряджених частинок у матеріалі мішені було отримано товщину мішені з ^{210}Bi у $4,222 \text{ мг/см}^2$ з використанням даних вимірювань під кутом 110° та $4,137 \text{ мг/см}^2$ для кута 150° . Найвна різниця цих двох значень становить 2 %.

**АДАПТИВНЕ УПРАВЛІННЯ КОНКУРЕНТНИМ ДОСТУПОМ
В КОМП'ЮТЕРНИХ МЕРЕЖАХ**

А. П. Войтер

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

Невід'ємною частиною автоматизації ядерних досліджень є комп'ютерні мережі, зокрема їх бездротовий варіант, як зручний та відносно недорогий засіб доступу до точок надання інформаційних послуг [1].

Одним із найважливіших елементів архітектури таких мереж є рівень керування доступом до радіоканалу, що регламентує його колективне використання й реалізується у вигляді відповідного протоколу множинного доступу.

Відомі протоколи використовують фіксовану довжину пакетів даних, що обмежує можливість подальшого підвищення ефективності мереж.

Виконано роботи із створення та дослідження нових протоколів множинного доступу до радіоканалу, які за рахунок змінної довжини пакетів залежно від інтенсивності трафіку забезпечують підвищення швидкості передачі й пропускної здатності бездротових мереж.

Нові протоколи мають фіксувати три стани радіоканалу:

зайнятий, коли виявлено сигнал несучої;

стан дозволу передачі (сигнал несучої відсутній протягом часу, не більше, ніж максимальний час поширення радіосигналу в мережі);

вільний стан (сигнал несучої відсутній більше, ніж максимальний час поширення радіосигналу в мережі).

Запропоновано та досліджено три нових протоколи, які відрізняються своїми стратегіями варіації довжини пакетів:

1) передача збільшеної довжини L у вільному стані радіоканалу й стандартної у стані дозволу передачі;

2) передача стандартної довжини у вільному стані радіоканалу й меншої довжини l в стані дозволу передачі;

3) передача збільшеної довжини у вільному стані радіоканалу й меншої довжини в стані дозволу передачі.

Побудовано математичні моделі цих протоколів та отримано рівняння середньої швидкості передачі при гнучкому

$$S_{1n} = \frac{aGe^{-2aG}(e^{aG} + L - 1)}{(N - 1)e^{-aG}(1 - e^{-aG}) + 1 - e^{-aG} + a},$$

$$S_{2n} = \frac{aGe^{-2aG}(le^{aG} + 1 - l)}{(1 - l)e^{-aG}(1 - e^{-aG}) + (l + a)(1 - e^{-aG}) + ae^{-aG}},$$

$$S_{3n} = \frac{aGe^{-2aG}(le^{aG} + L - l)}{(L - l)e^{-aG}(1 - e^{-aG}) + (l + a)(1 - e^{-aG}) + ae^{-aG}}$$

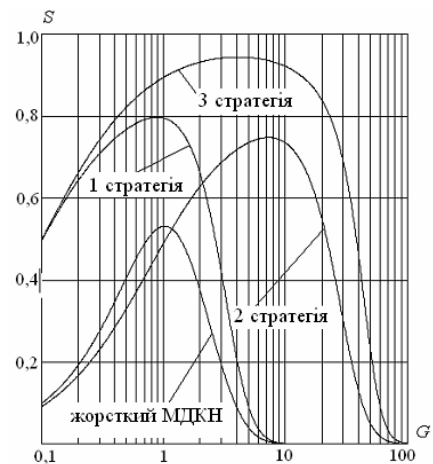
та жорсткому методі доступу

$$S_{1p} = \frac{P_{s1} + P_{s2} + (n - 2)P_s}{L - 1 + n_1(1 + a) + ae^{-aG}(1 - e^{-aG})^{-1}},$$

$$S_{2p} = \frac{U_2}{1 - l + n_2(l + a) + ae^{-aG}(1 - e^{-aG})^{-1}},$$

$$S_{3p} = \frac{U_3}{L - l + n_3(l + a) + ae^{-aG}(1 - e^{-aG})^{-1}}.$$

Зроблено порівняльний аналіз ефективності протоколів, результати якого показано на рисунку.



Ефективність стратегій при жорсткому методі доступу.

Доведено, що для жорсткого методу доступу найбільш ефективною є третя стратегія адаптації довжини пакетів, що забезпечує підвищення пропускної здатності на 77 % і збільшення меж стійкості в п'ять разів відносно базового жорсткого протоколу множинного доступу з контролем несучої.

Для гнучкого методу друга стратегія неефективна, а перша й третя – рівнозначні й поступаються стратегіям при жорсткому методі доступу.

1. М. Е. Ильченко, С. Г. Бунин, А. П. Войтер, *Сотовые радиосети с коммутацией пакетов* (Наук. думка, К., 2003), 266 с.

**МЕТОД ОЦЕНКИ КООРДИНАТ ГАММА-КВАНТОВ,
РЕГИСТРИРУЕМЫХ ДЕТЕКТОРОМ ТОМОГРАФИЧЕСКОЙ ГАММА-КАМЕРЫ**

А. М. Соколов

Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев

В гамма-камере излучение от объекта принимает блок детектирования (БД), плоскую поверхность которого, размером примерно 59×47 см, составляет кристалл и сборка фотоэлектронных умножителей (ФЭУ). Коллиматор выделяет из потока излучаемых гамма-квантов только те, которые летят в направлении детектора перпендикулярно его поверхности. Таким образом, детектор регистрирует проекцию распределения радиоизотопа в объекте.

Каждое событие (сцинтилляцию в кристалле при попадании гамма-кванта) регистрирует группа ближайших к нему ФЭУ.

При построении проекции объекта должны быть решены две главные задачи: надо определить вклады ФЭУ V_k для регистрируемого события и надо получить оценки координат события. В первой задаче трудности связаны с возможным наложением импульсов, во второй – с погрешностью оценок, особенно для событий вблизи края кристалла (т.е. около границ поля зрения БД). Наиболее широко применяемый в гамма-камерах типа Ангера – метод Ангера (или «центра тяжести») [1]:

$$X = S \cdot \sum_i V_i \cdot X_i, \quad Y = S \cdot \sum_i V_i \cdot Y_i, \\ S = 1 / \sum_k V_k, \quad (1)$$

где (X_i, Y_i) – координаты центра i -го ФЭУ, V_i – вклад i -го ФЭУ.

Его достоинство – простота, недостаток – сильное смещение оценки координат события на краю экрана к центру. Другие существующие методы [2, 3] требуют много вычислений и могут быть неустойчивыми. На основе анализа свойств АПХ (амплитудно-пространственных характеристик) ФЭУ предложен новый, достаточно простой (в смысле объема вычислений) метод «сдвига» (или S-метод). Он использует сильную коррелированность вкладов для группы ФЭУ, регистрирующих событие. Метод может применяться в форме итерационного процесса, но уже первая итерация дает хорошие результаты.

На рис. 1 и 2 представлено сравнение метода Ангера и метода сдвига. Сетка событий (точки) занимает поле $[54 \times 41]$ см. “Жирные” кружки – это оценки положения событий.

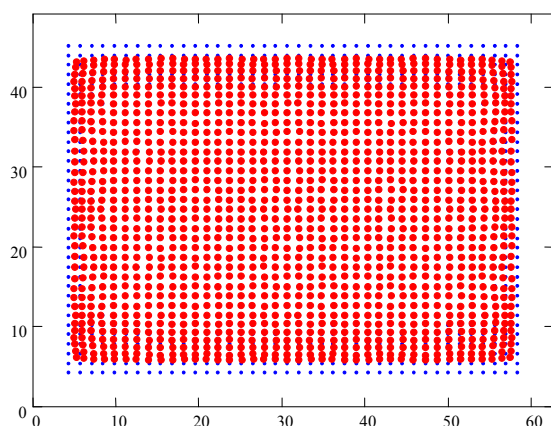


Рис. 1. Оценка координат по методу Ангера.

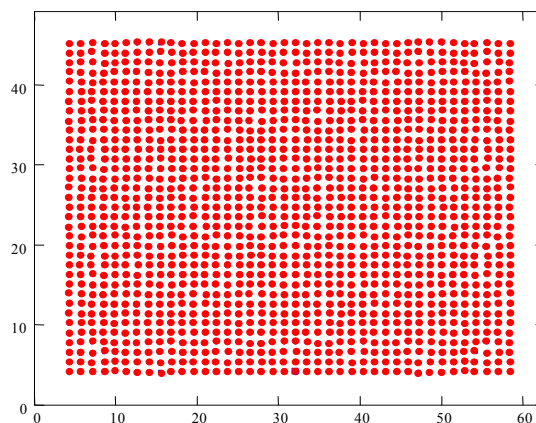


Рис. 2. Оценка координат по методу сдвига.

1. С. Д. Калашников, *Физические основы проектирования сцинтилляционных гамма-камер* (Энергоатомиздат, М., 1985).
2. К. Д. Калантаров, С. Д. Калашников, В. А. Костылев и др. *Аппаратура и методики радионуклидной*

диагностики в медицине (ЗАО ВНИИМП-ВИТА, М., 2002).

3. D. Mattern, *Method of localizing scintillation events detected by scintillation camera systems* / US Patent, No. 5519224, 1996.

Анотації робіт з атомної енергетики

ЧИСЕЛЬНИЙ РОЗРАХУНОК МОДЕЛІ ГОМОГЕННОГО РЕАКТОРА НА ХВИЛІ ЯДЕРНИХ ПОДІЛІВ У КВАЗІСТАЦІОНАРНОМУ НАБЛИЖЕННІ

В. М. Павлович, О. С. Юрченко

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

Реактор на хвилі ядерних поділів (реактор Феоктистова) являє собою концепцію нового перспективного реактора майбутнього [1]. Принцип роботи реактора полягає в утворенні та поширенні хвилі ядерних поділів в активній зоні.

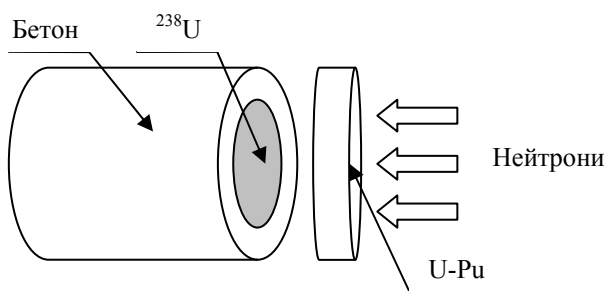


Рис. 1. Геометрія чисельного експерименту.

Для опису поширення хвилі ядерних поділів у активному середовищі на даний момент існує низка теоретичних моделей [1 - 3], які ґрунтуються на розв'язку системи диференціальних рівнянь, що включають у себе рівняння для балансу нейтронів та кінетичних рівнянь для концентрацій нуклідів і розрахункових моделей [4, 5], які використовують різні чисельні методи для обчислення головних характеристик реактора (потік нейтронів, вигорання нуклідів, потужність тощо). У даній роботі було використано програми: MCNP-4c - код для розрахунку переносу нейтронів методом Монте-Карло; ORIGEN2.2 – код для розрахунку вигорання палива; MONTEBURNS – програма для налагодження взаємозв'язку між попередніми кодами. Розрахунок проводився у квазістаціонарному наближенні. Часовий крок 20 діб. Час роботи реактора - 1000 днів. Геометрія реактора представлена на рис.1. Характерні розміри моделі: радіус активної зони (^{238}U) 50 см, радіус бетонного захисту 80 см, довжина збірки 20 см. Збагачення циліндра „U-Pu” по ^{239}Pu складає 10.1 %. Реактор розраховувався при потужності 3000 МВт. Розрахований ефективний коефіцієнт розмноження має пікоподібну залежність від часу і дещо перевищує одиницю. Перевищення коефіцієнтом розмноження одиниці зумовлене використанням квазістаціонарного

методу розрахунку з великим часовим кроком. Треба відзначити, що великий часовий крок (порівняно з часом життя нейтрона) використовується практично в усіх чисельних розрахунках „хвильового” реактора. Отримано профілі поширення хвилі для концентрацій основних нуклідів (рис. 2), і також для потоку нейтронів та потужності, що виділяється в системі.

Показано, що хвиля утворюється й поширюється в просторі та з часом у даній системі.

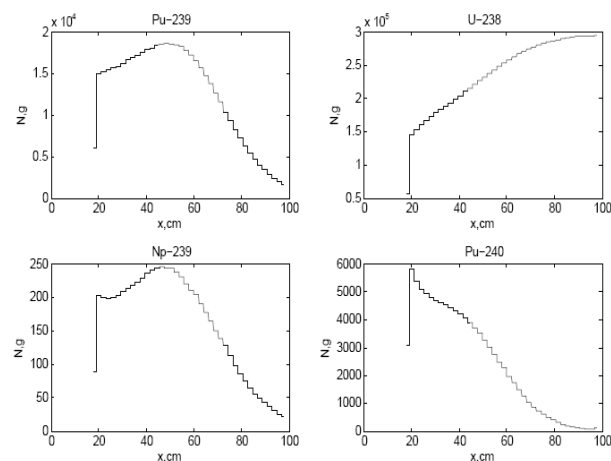


Рис. 2. Просторові залежності концентрацій ^{239}Pu , ^{238}U , ^{239}Np , ^{240}Pu за 1000 днів роботи реактора.

Швидкість хвилі 14.5 см/рік. Середня глибина вигорання палива 14 %. Як висновок, можна вказати на те, що вперше успішно було застосовано методи прямого моделювання Монте-Карло з використанням коду MCNP для задачі розрахунку реактора на хвилі повільного ядерного горіння.

1. Л. П. Феоктистов, Доклады АН СССР **309**, 4 (1989).
2. Hugo van Dam, Annals of Nuclear Energy **27**, 1505 (2000).
3. В. Н. Павлович, В. Д. Русов, В. Н. Хотяинцев, Е. Н. Хотяинцева, А. С. Юрченко, Атомная энергия **101**, вып. 3 (2007).
4. S. Fomin, Yu. Mel'nik, V. Pilipenko, N. Shul'ga. Annals of Nuclear Energy **32**, 1435 (2005).
5. H. Secimoto *et al.*, Nuclear Science and engineering **139**, 306 (2001).

МОДЕЛИРОВАНИЕ МАССОВЫХ И ГЕОМЕТРИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ СКОПЛЕНИЯ ТОПЛИВОСОДЕРЖАЩИХ МАТЕРИАЛОВ В ЮГО-ВОСТОЧНОЙ ЧАСТИ ПОМЕЩЕНИЯ 305/2 4-го БЛОКА ЧАЭС

В. А. Бабенко¹, Е. Д. Высоцкий², А. А. Ключников², А. С. Лагуненко², В. Н. Павлович³

¹Институт теоретической физики НАН Украины, Киев

²Институт проблем безопасности АЭС НАН Украины, Чернобыль

³Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев

Представлена версия материальной модели и результаты расчетов плотности потоков нейтронов для «сухого» скопления топливосодержащих материалов (ТСМ) в подреакторной плите в юго-восточной части помещения 305/2. На основе сравнения экспериментальных и расчетных значений плотности потоков нейтронов намечены пути корректировки версии массового состава материальной модели скопления ТСМ, расположенного в зоне проплавления подреакторной плиты в юго-восточном квадранте помещения 305/2.

Получены результаты расчета уровня подкритичности и распределения плотности потоков нейтронов для «сухой» размножающей среды материальной модели. Результаты расчета сопоставлены с измеренными значениями плотности потока нейтронов.

Показано присутствие скопления ТСМ в подреакторной плите с концентрацией топлива более 30 % и массой более 10 т по урану.

В юго-восточном квадранте помещения 305/2 находится два «скрытых» скопления ТСМ, которые могут быть идентифицированы как зоны

критмассового риска (КМЗ). Скопления локализованы в полостях, проплавленных топливом в бетоне подреакторной плиты в южной (КМЗ-1) и восточной (КМЗ-2) частях квадранта.

Результаты по рассчитанному распределению потока нейтронов в рассматриваемой модели показывают, что максимальный поток нейтронов наблюдается в ячейке с координатами 7-4-2) и составляет величину

$$\Phi_{\text{макс}}(7,4,2) = 1380,9 \text{ н}/(\text{см}^2 \cdot \text{с}).$$

Средние потоки нейтронов в слоях подреакторной плиты и во всем ее объеме имеют при этом значения

$$\Phi_1 = 176,8 \text{ н}/(\text{см}^2 \cdot \text{с}),$$

$$\Phi_2 = 586,5 \text{ н}/(\text{см}^2 \cdot \text{с}),$$

$$\Phi_3 = 563,8 \text{ н}/(\text{см}^2 \cdot \text{с}),$$

$$\bar{\Phi} = 442,3 \text{ н}/(\text{см}^2 \cdot \text{с}).$$

При расчете эффективного коэффициента размножения $k_{\text{эф}}$ для рассматриваемой модели КМЗ было получено значение $k_{\text{эф}} = 0,237$.

Таким образом, система в данной модели является глубоко подкритичной.

ЯДЕРНАЯ ЭНЕРГЕТИКА. ТЕНДЕНЦИИ В МИРЕ И ОСОБЕННОСТИ УКРАИНЫ

В. А. Бабенко¹, Л. Л. Енковский¹, В. Н. Павлович²

¹Институт теоретической физики НАН Украины, Киев

²Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев

Дан обзор новым направлениям в физике ядерных реакторов. Его открывает доступное введение в физику ядерной энергии деления, начиная с ее истории, включающей достижения харьковской школы ядерной физики. При этом уделено внимание развитию теории деления, теории Струтинского и возможному использованию "нестандартных" делящихся элементов.

Подробно изложена эволюция конструкции ядерных реакторов, достоинства и недостатки различных конструкций, используемых в мире. Дана детальная характеристика атомных электростанций, работающих в Украине, их (высокой!) доли в выработке электроэнергии в сравне-

нии с другими странами. Приведены сравнительные оценки влияния на окружающую среду различных источников энергии, дана оценка загрязнения окружающей среды вследствие Чернобыльской аварии. Подытожены уроки Чернобыльской аварии, дана характеристика укрытия над остатками 4-го блока электростанции, приведены примеры расчетов радиационной эволюции топливосодержащей массы на объекте.

Реакторам будущего посвящен отдельный раздел, где изложены пути эволюции традиционных конструкций реакторов, новые (инновационные) проекты, такие как подкритические сборки (электрояд), управляемые внешним пучком

частиц (нейтроны или протоны). Среди новых идей изложен принцип работы реактора Феокистова и обсуждается возможность его реализации.

В качестве одного из основных выводов сделан вывод о том, что ядерная энергетика несомненно остается одним из основных источников энергии. Ее эффективность будет зависеть от различных обстоятельств и, прежде всего, от рентабельности. Повышение требований к безопасности АЭС приводит к удорожанию их продукции. Это удорожание в будущем может быть скомпенсировано появлением новых более безопасных реакторов. К таким мы относим в первую очередь подкритические реакторы, управляемые

ускорителями заряженных частиц (Accelerator Driven Systems). Другим перспективным направлением в создании реакторов будущего является реактор Феокистова. До его практического применения, однако, предстоит решить еще ряд принципиальных проблем.

Другой важный вывод состоит в том, что удельный вес АЭС в энергетике Украины один из самых высоких в мире, и руководство страны намерено сохранить и даже увеличить долю АЭС и в дальнейшем. Более того, в Украине имеются все предпосылки для создания замкнутого ядерного цикла.

ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ РЕАКТОРА НА МЕДЛЕННОЙ ВОЛНЕ ЯДЕРНОГО ГОРЕНИЯ

В. Н. Павлович¹, В. Д. Русов², В. Н. Хотяинцев³, Е. Н. Хотяинцева¹

¹Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев

²Одесский национальный политехнический университет, Одесса

³Киевский национальный университет имени Тараса Шевченко, Киев

Реактор Феокистова (РФ), основанный на возникновении волны медленного ядерного горения (МВЯГ) в сырьевых материалах ^{232}Th или ^{238}U , не имеет ряда принципиальных недостатков существующих ядерных реакторов. Цель этой работы – прояснить физику процессов в стационарной МВЯГ.

Базовая модель МВЯГ включает в себя минимальный набор необходимых элементов, достаточный для существования МВЯГ в определенном диапазоне скоростей: 1) «топливо» ^{238}U , промежуточный нуклид ^{239}Np и делящийся нуклид ^{239}Pu ; 2) диффузия, поглощение (захват) и производство нейтронов, учитываемые в одногрупповом приближении; 3) независимый от топливной цепи превращений поглотитель нейтронов, обеспечивающий возможность регулировать скорость волны. Расширенная модель учитывает поглощение нейтронов продуктами деления и четыре изотопа плутония.

Получено уравнение диффузии для флюэнса с функцией источника G («функцией генерации флюэнса»), являющейся линейной функцией концентраций ядер топливной цепи и поглотителя.

Оценки скорости волны при приемлемой плотности энерговыделения дают значение около 3 см/год. Если длина диффузии нейтронов L около 10 см, то характерное время прохождения волны L/V порядка 3 лет. Для такой волны можно пренебречь β -распадами всех нуклидов, за исключением ^{239}Np (время β -распада $\tau_\beta \approx 3,5$ суток). Можно также искать все concentra-

ции ядер в виде разложений по степеням малого параметра $w = \tau_\beta V/L$. Члены нулевого порядка для концентраций находятся аналитически как функции безразмерного флюэнса ψ , что приводит к нелинейному уравнению стационарной диффузии для $\psi(z)$ вида

$$\ddot{\psi} = -G(\psi),$$

где $z = \frac{x + V \cdot t}{L}$, а G является s -образной функцией ψ .

Таким образом, фазовые траектории легко находятся аналитически, и полный качественный анализ МВЯГ может быть выполнен.

Показано, что стационарные процессы существенно отличаются в РФ и реакторе на быстрых нейтронах (РБН), хотя как физические системы они имеют много общего.

1. Стационарную МВЯГ определяют два общих балансных условия в противоположность одному условию критичности для РБН. Во-первых, полный баланс нейтронов после прохождения волны должен быть нулевым:

$$G(\psi_f) = 0,$$

где ψ_f конечное значение флюэнса. Во-вторых, площадь под кривой $G(\psi)$ должна быть равна нулю.

2. В РФ достигаемые значения ψ существенно больше, чем в РБН, преобразование топлива заходит глубже, и значение ряда процессов изменяется.

РЕАКТОР НА МЕДЛЕННОЙ ВОЛНЕ ЯДЕРНОГО ДЕЛЕНИЯ

В. Н. Павлович¹, В. Д. Русов², В. Н. Хотяинцев³, Е. Н. Хотяинцева¹, А. С. Юрченко¹¹Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев²Одесский национальный политехнический университет, Одесса³Киевский национальный университет имени Тараса Шевченко, Киев

На основе упрощенной системы уравнений исследованы свойства автоволны медленного ядерного горения, которая в определенных условиях может распространяться в среде, содержащей ^{238}U (или ^{232}Th). Показано, что на возникновение волны влияет спектр реактора и наличие в составе среды других веществ, которые определяют критическую концентрацию плутония (или ^{233}U).

Основным параметром, определяющим существование и свойства решения в виде волны, является $n_{кр}$ -отношение критической концентрации ^{239}Pu к начальной концентрации ^{238}U . Безразмерная скорость волны

$$W = \frac{\tau_{\beta} \cdot V}{L}$$

(τ_{β} – характерное время образования ^{239}Pu) и распределения концентраций в волне зависят от $n_{кр}$, а также от трех отношений сечений реакций:

$$a = \frac{\sigma_c^8}{\sigma_a^8}, \quad b = \frac{\sigma_a^9}{\sigma_a^8}, \quad \gamma = \frac{\sigma_{Pu}^8}{\sigma_a^8}.$$

В однорупповом приближении сечения усредняются по энергии и фактически определяются лишь по порядку величины. Поэтому важно знать, насколько сильно зависят свойства волны от выбора сечений в определенном диапазоне.

Расчет показывает, что при изменении $n_{кр}$ скорость волны изменяется от нуля до бесконечности. Предельные случаи медленной ($W \ll 1$) и

быстрой ($W \gg 1$) волны частично исследованы аналитически, промежуточные – численно.

Как для медленной, так и для быстрой волны с увеличением отношения сечений γ критическая концентрация плутония $n_{кр}$ при заданной скорости волны W уменьшается, в первом приближении обратно пропорционально γ . При этом уменьшается концентрация нейтронов, ^{239}Pu и ^{238}U .

Существенно, что при заданной скорости волны W и заданных параметрах среды критическая концентрация плутония $n_{кр}$ является также строго заданной, т. е. волновой режим исчезает, если критическая концентрация изменяется. Если рассматривать критическую концентрацию плутония $n_{кр}$ как функцию скорости волны, то значение, которое отвечает предельному случаю медленной волны, является максимальным. При $n_{кр} > n_{макс}$ волна нейтронного деления не образуется вообще.

Нужно отметить, что критическая концентрация плутония является параметром среды и не может быть меньше некоторого предельного значения. Для физически реальной критической концентрации плутония волна нейтронного деления может иметь скорость в промежутке от почти нуля до приблизительно 3 см/сут. При этом относительная глубина выгорания ^{238}U изменяется от 50 до 80 %.

THE RESEARCH SUBCRITICAL REACTOR

V. O. Babenko¹, V. I. Gulik², V. M. Pavlovych²¹Institute of Theoretic Physics, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv²Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv

Presently, the conception of design and construction of the new research reactor and scientific nuclear centre is developed [1]. In this conception the construction of the pool type reactor with heat power 20 - 30 MW and with neutron flux in the core about $4 \cdot 10^{14} \text{ n}/(\text{cm}^2 \cdot \text{s})$ is provided for. The conception development does not assume an analysis of alternative types of reactors and, moreover, the design of a physical project of this alternative reactor. At the same

time, the innovation projects of the reactors of forth generation are intensively discussed in the world scientific literature, particularly, the subcritical assemblies driven by accelerators (Accelerated Driven Systems). Even the superficial analysis of such systems shows their perspective using as research reactors. One of an optimal decision for this goal is a reactor consisted with a subcritical assembly and powerful neutron generator. In this paper, the results of

first phase of calculations of such multiplying systems are presented. In particular, the homogeneous spherical subcritical systems consisting with one and two zones are modeled and analyzed. Obtained results show that in subcritical system driven by neutron generator the possible neutron fluxes are about 10^{17} n/(cm² · s) with comparable low reactor power.

Such a flux exceeds a neutron fluxes in traditional reactors by several orders.

I. М. Вишневський, В. В. Давидовський, Е. У. Гринік та ін., Ядерная и радиационная безопасность 4, 5 (2006).

ДОСЛІДЖЕННЯ СТАТИСТИЧНИХ ВЛАСТИВОСТЕЙ ЗАРЕЄСТРОВАНИХ ДАНИХ ПОТОКУ КОСМІЧНИХ ПРОМЕНІВ

І. Ангелов¹, Б. Вачев¹, В. М. Ващенко², О. М. Литвиненко³, Е. Маламова¹, В. М. Павлович³, В. Д. Русов⁴, Й. Стаменов¹

¹Інститут ядерних досліджень і ядерної енергетики БАН, Софія, Болгарія

²Національний антарктичний науковий центр МОН України, Київ

³Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

⁴Одеський національний політехнічний університет, Одеса

У роботі подано результати статистичної обробки деяких результатів експерименту з детектування черенковського випромінювання від широкої атмосферної зливи, що проводився у 2002 - 2006 рр. у Головній екологічній обсерваторії на піці Муссала, Болгарія (2925 м над рівнем моря) [1]. Детектор черенковського випромінювання розміщено на гірському виступі висотою 212 м від Льодового озера (2700 м над рівнем моря).

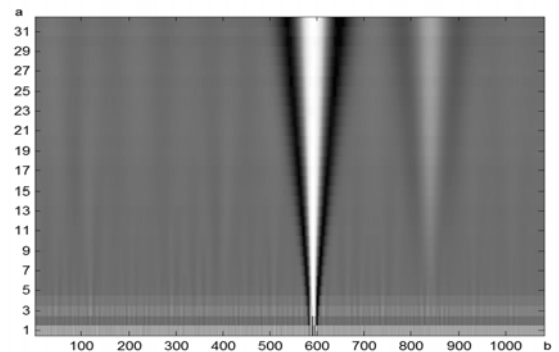
Аналіз спектральної густини потоку зареєстрованих подій показав відмінність відповідного стохастичного процесу як від пуассонівського, так і від процесу Юла - Фері, збіг з яким можна було б очікувати, зважаючи на дослідження Тейха і Салеха [2]. Ця відмінність обумовлена аномальною низькочастотною складовою. Для подальшого дослідження застосовано вейвлет-аналіз [3], зважаючи на те, що цей метод дозволяє локалізувати внесок окремих частот на часовій осі, а саме розклад вихідного потоку подій по вейвлет-функціях із базовою функцією «сомбреро», що є другою похідною від функції Гаусса і відповідно має аналітичний вираз

$$\psi(t) = \left(\frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^3}} \right) \left(1 - \frac{t^2}{\sigma^2} \right) e^{-\frac{t^2}{2\sigma^2}},$$

де t – час; σ – параметр.

Графічно зазначений розклад подано на рисунку. Виявлено, що низькочастотна складова у спектральній густині обумовлена двома сплесками інтенсивності відліків. Після усунення ділянок потоку зі сплесками одержано потік подій, спектр якого майже не відрізняється від пуассонівського. Близькість цього «скорегованого» процесу до пуассонівського підтверджено також 1) дослідженням його спектральної густини, яка

втратила свій аномальний характер на низьких частотах, і 2) критерієм Пірсона. Дисперсія процесу майже дорівнює математичному очікуванню, що також свідчить про те, що «скорегований» процес є майже пуассонівським.



Вейвлет-спектр експериментальних даних: a – параметр масштабу, b – параметр зсуву.

Подальше дослідження потребує більш об'ємної вибірки, проте попередній аналіз свідчить про те, що потік космічних променів є пуассонівським потоком, модульованим іншим процесом, швидше за все, розвиненням каскаду від космічної частинки в атмосфері або взаємодією з конкретними приладами реєстрації.

1. E. Malamova, I. Angelov, K. Davidkov, J. Stamenov, I. Kirov, *28-th International Cosmic Ray Conference, 2003* (Universal Academy Press, Inc), p. 225.
2. M. C. Teich, R. A. Campos, B. E. A. Saleh, *Phys. Rev. D* **36**, 2649 - 2665 (1987).
3. Y. Meyer, *Wavelets and operators* (Cambridge Univ. Press, Cambridge, 1992)

APPROACH OF THE CALOGERO-MOSER GAS OF INTERACTING PSEUDOPARTICLES TO THE SPECTRA OF THE JAHN-TELLER MODEL

E. Majernikova^{1,2}, S. G. Shpyrko^{2,3}

¹*Institute of Physics, Slovak Academy of Sciences, Bratislava, Slovak Republic*

²*Department of Theoretical Physics, Palacky University, Olomouc, Czech Republic*

³*Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv*

The mapping of a nonintegrable quantum system which exhibits chaos in a quasiclassical limit on an integrable classical many-body system with repulsive long-range interactions enables a useful insight into the mechanism of developing chaotic features at the quantum level of the non-integrable system. The method is very useful especially for systems with absence of a reasonable quasiclassical limit. There the phenomena as quantum tunneling and multi-mode nonadiabatic fluctuations lead to complicated wave packet dynamics which breaks down the Born-Oppenheimer adiabatic approximation.

A typical representative of such a nonadiabatic system is the two-level molecular system coupled with two vibron modes with different symmetry against the transformation of reflection- the $E \times e$ Jahn - Teller model. The model is intensively studied because it implies rich physical properties and consequences of heuristic and application interest.

We have mapped the energy spectra $E_n(\alpha)$ of the $E \times e$ Jahn - Teller Hamiltonian with one parameter of non-integrability (α) on a classical integrable Calogero-Moser model of interacting pseudo-particles moving in a pseudo-time α . The nonlinear dynamics of coupled levels implies a regime of a nucleation of kinks, the kink mechanism of flips between the levels (tunneling) and a mechanism of generating a chaotic behavior at the quantum level. The mapping of the quantum system on the classical Calogero - Moser gas with repulsive interactions enables one to use the classical formalism for describing the level system via its quantum numbers. Remarkable feature of this approach is its ability to represent chaotic behavior at the quantum level by classical equations.

QUANTUM CHAOS IN JAHN-TELLER SYSTEMS

E. Majernikova^{1,2}, S. G. Shpyrko^{2,3}

¹*Institute of Physics, Slovak Academy of Sciences, Bratislava, Slovak Republic*

²*Department of Theoretical Physics, Palacky University, Olomouc, Czech Republic*

³*Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv*

We study the statistics of the excited energy levels in a class of systems of electron-phonon interaction represented by the generalized two-level Jahn - Teller (JT) $E \times (b_1 + b_2)$ model with quantum Hamiltonian

$$H = \Omega(b_1^+ b_1 + b_2^+ b_2 + I)I + \alpha(b_1^+ + b_1)\sigma_z - \beta(b_2^+ + b_2)\sigma_x$$
 [1] (b_i are phonon (boson) operators, and 2×2 Pauli matrices σ_i account for two electron levels). Difference of coupling strengths $\alpha \neq \beta$ presents the generalization of the model compared to conventional JT systems with $\alpha = \beta$ and is caused in real systems, e.g., by a spatial anisotropy of a crystal.

Nonequivalence of the phonon-electron coupling constants results in the symmetry lowering (violation of the rotation symmetry of the JT model) which is shown to have a dramatic impact on the statistics of energy levels and eigenfunctions with

emerging non-conventional quantum chaotic patterns. In particular, the wavefunctions acquire multifractal properties and individual energy levels become extremely irregular. In spite of this the system acquires novel universalities on the level of statistical description, and these universalities appear to be irrelevant to the actual values of coupling strengths provided they differ enough one from another. The distribution of nearest-neighbour level spacing in the domain of model parameters with mostly developed quantum chaos is shown to be close to the novel class of semi-Poisson distribution $P(S) = 4S \exp(-2S)$ typical, e.g. for the M-I transition in the Anderson model [2]. The vicinity to this model is also supported by the long-range statistical measure Δ_3 whose slope (spectral compressibility) appears to tend to the value (0.5/15) predicted for the said intermediate statistics [3]. Similar results emerge from the study of the fractal dimensions of

the wavefunctions. The exposed results allow us to suggest that the class of investigated electron-phonon models pertains to a class of systems sharing a novel universal statistics one of whose representative is the Anderson model at the point of M-I transition.

1. E. Majernikova, S. Shpyrko, Phys. Rev. E **73**, 066215 (2006); cond-mat/0509687.
2. E. Majernikova, S. Shpyrko, Phys.Rev. E **73**, 057202 (2006); cond-mat/0510710.
3. E. Majernikova, S. Shpyrko, to appear in J. Phys. A; cond-mat/061173.

STOCHASTIC STORAGE MODELS AND NOISE-INDUCED PHASE TRANSITIONS

S. G. Shpyrko, V. V. Ryazanov

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

The most frequently used in physical application diffusive (based on the Fokker - Planck equation) model leans upon the assumption of small jumps of a macroscopic variable for each given realization of the stochastic process. This imposes restrictions on the description of the phase transition problem where the system is to overcome some finite potential barrier or systems with finite size where the fluctuations are comparable with the size of a system. We suggest a complementary stochastic description of physical systems based on the mathematical stochastic storage model with basic notions of random input and output into a system. It reproduces statistical distributions typical for noise-induced phase transitions (e.g. Verhulst model) for the simplest (up to linear) forms of the escape function. We consider a generalization of the stochastic model based on the series development of the kinetic potential. On the contrast to Gaussian processes in which the development in series over a small parameter characterizing the jump value is assumed [R. L. Stratonovich, Nonlinear Nonequilibrium Thermodynamics, Springer Series in Synergetics, vol. 59, Springer Verlag, 1994], we propose a series expansion directly suitable for storage models and introduce the kinetic potential generalizing them.

One of the aspects of modeling the behavior of a complex physical system consists in introducing a

random process capable of describing its essential properties. The most common (and in practice almost unique) class of stochastic processes where reliable results can be obtained is the class of Markov processes. Said processes in their turn can be subdivided into different families. The most widespread is the model of diffusion process with Gaussian noise superimposing on the macroscopic dynamics. The Poisson random processes (or "shot noise") present a second bench point together with the former subclass covering the most common physical situations. In the present paper we bring into consideration the stochastic storage models based on essentially non-Gaussian noise and treat them as a complementary alternative to the diffusion approximation (that is to the Gaussian white noise). We consider the phase transitions in such models which resemble the noise-induced phase transitions. The class of stochastic storage models presents a rather developed area of the stochastic theory. As opposed to the common diffusion model it contains as essential part such physical prerequisites: (i) limitation of the positive semispace of states, (ii) the jumps of a random physical process which need not be considered small; (iii) essentially non-zero thermodynamic flux explicitly specified by the process of random input.

СТОХАСТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ НЕЙТРОННЫХ ПРОЦЕССОВ В ЯДЕРНОМ РЕАКТОРЕ И ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРНЫХ ОБРАТНЫХ СВЯЗЕЙ НА ВОЗМОЖНОСТИ РАЗВИТИЯ АВАРИЙНЫХ СИТУАЦИЙ

В. В. Рязанов, С. Г. Шпырко

Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев

В работах [1, 2] было проведено обобщение классической стохастической модели хранения, позволяющее учитывать зависимости произволь-

ных кинетических коэффициентов от выбранной случайной переменной. Частный случай такого обобщения с дополнительной функцией входа,

связанной с источником нейтронов при делении ядер, дает возможность описывать поведение нейтронных процессов в ядерном реакторе. Фазовый переход взрывного вида происходит при единичном значении коэффициента размножения. Получены соотношения для системы мгновенных нейтронов, а также для нейтронов и ядер-предшественников запаздывающих нейтронов при учете обратной связи по температуре. Преимущества предлагаемого подхода по сравнению с традиционными описаниями состоят в возможности детального и полного описания обратных связей (например, температурных) и эффектов управления. Так, для случая температурной обратной связи получены время до достижения фиксированного уровня, значение процесса в момент достижения уровня. Определяются и другие вероятностные функционалы (вероятности достижения процессом некоторых заданных уровней (например, вероятности превышения реактивностью доли запаздывающих нейтронов и разгона реактора на мгновенных нейтронах), время пребывания процесса над уровнем, экстремальные значения процесса, мо-

мент достижения экстремального значения, момент первого достижения уровня и т.д.).

Для стохастического описания нейтронных процессов в ядерном реакторе использовались, как правило, ветвящиеся случайные процессы. В настоящей работе рассматривается непрерывное приближение для числа нейтронов (дискретной величины), так как рассматриваются реакторы, работающие на мощности с большим числом нейтронов. Стохастическая модель хранения имеет простой физический смысл системы, в которую поступают элементы с некоторым вероятностным законом, а также выходят из нее.

Другие особенности поведения нейтронов в реакторе, такие как учет более сложных обратных связей, эффектов управления и т.д., также описываются при помощи усложнения рассмотренной модели хранения.

1. В. В. Рязанов, С. Г. Шпырко, Зб. наук. праць Ін-ту ядерних досл., 149 (1999).
2. S. G. Shpyrko, V. V. Ryazanov, Preprint, Condmat/0510781 (2005).

QUANTUM CHAOS, LOCALIZED STATES AND CLUSTERING IN EXCITED SPECTRA OF JAHN - TELLER MODELS

E. Majernikova^{1,2}, S. G. Shpyrko^{2,3}

¹*Institute of Physics, Slovak Academy of Sciences, Bratislava, Slovak Republic*

²*Department of Theoretical Physics, Palacky University, Olomouc, Czech Republic*

³*Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv*

We numerically studied complex excited spectra and their statistical characteristics of spin- two boson systems represented by the $E \times e$ and $E \times (b_1 + b_2)$ Jahn - Teller models. For the $E \times e$ system at particular rotation quantum numbers we found a coexistence of up to three regions of the spectra, (i) the dimerized region of long-range ordered (extended) pairs of oscillating levels, (ii) the short-range ordered (localized) "kink lattice" of avoiding levels, and (iii) the intermediate region of kink nucleation with variable range of ordering. This structure appears above a certain critical line as a function of interaction strength. The level clustering (dimerization and trimerization) and level avoiding generic patterns reflect themselves in several intermittent

regions between up-to three branches of spectral entropies corresponding to up-to three nonequivalent effective potential wells.

We found that apart from two limiting cases of $E \times (b_1 + b_2)$ system ($E \times e$ and Holstein model) the distribution of nearest neighbor spacings of this model is rather stable as to the change of parameters and different from Wigner one. This limiting distribution assumably shows scaling $\approx \sqrt{S}$ at small S and resembles the semi-Poisson law $P(S) = 4S \exp(-2S)$ at $S \geq 1$. The latter is believed to be characteristic, e.g., at the transition between metal and insulator phases of the Anderson model of disorder.

THE WEIGHED AVERAGE GEODETIC OF DISTRIBUTIONS OF PROBABILITIES IN THE STATISTICAL PHYSICS

V. V. Ryazanov

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

The results received in works [1, 2], for statistical distributions at studying algebra of decision rules and natural geometry generated by her, are applied to estimations of the nonequilibrium statistical operator and superstatistics. Expressions for the nonequilibrium statistical operator and superstatistics are received as special cases of the weighed average geodetic of distributions of probabilities.

In works [1, 2] the differential geometry of varieties of probabilistic measures which gives a natural language as the description of statistical model - to the a priori information on statistical experiment, and constructions of optimum methods of processing of such experiment is investigated. It is possible to interpret many results of works [1, 2] in terms of statistical physics. It concerns to exponent families of distributions, to "spread" of singular measures on all convex bearer, to problems of projecting, inequalities of the information, and other features of behaviour of the probabilistic distributions studied in [1, 2]. In the present work communication of the weighed average geodetic of continuous family of probabilistic laws [1, 2] with the nonequilibrium statistical operator (NSO) [3 - 5] and with superstatistics [6 - 7] is traced.

In works [1, 2] a number of results important for statistical physics contains. So, results of sections 3 - 5 are formulated also by means of developed in [1, 2] projective methods which importance is emphasized in theory of NSO [3 - 5]. The problem A of projecting [1, 2] corresponds to a finding of a mini-

mum of Kullback's entropy in nonequilibrium system. Expressions for divergence of Amari, Kagan, Csiszar [2] also are compared with entropy functionals, used in Tsallis statistics [8] (for example, to information quantities of Renyi). In [1, 2] the methods allowing strictly to approach to important for NSO the problem of selection of basic variables of quasi-equilibrium distribution [3 - 5] are developed. Interesting the problem of a finding of interpretation in the statistical physics of such concepts as statistical decision rules, risk, asymmetrical pythagorean geometry [1] is represented.

1. N. N. Centsov [Chentsov], *Statistical decision rules and optimal inference*, (Amer. Math. Soc., 1982, Translated from Russian).
2. E. A. Morozova, N. N. Chentsov, *Probability theory*, **8**, 133 (1991) (in Russian).
3. D. N. Zubarev, *Nonequilibrium statistical thermodynamics*, (Plenum-Consultants Bureau, New York, 1974).
4. D. N. Zubarev, *Itogi nauki i tekhniki. Sovremennyye problemy matematiki*, (VINITI, Moscow, 1980), **15**, p. 131.
5. D. N. Zubarev, V. Morozov, G. Ropke, *1996 Statistical mechanics of nonequilibrium processes*, (Akademie Verlag, Berlin, 1999).
6. C. Beck and E. G. D. Cohen., *Physica* **322A**, 267 (2003) [cond-mat/0205097].
7. E. G. D. Cohen, *Physica* **193D**, 35 (2004).
8. C. Tsallis, *J. Stat. Phys.* **52**, 479 (1988); <http://tsallis.cat.cbpf.br/biblio.htm>

THE NONEQUILIBRIUM STATISTICAL OPERATOR ACCOUNTING FOR THE FINITE DURATION OF THE PRESENT TIME MOMENT

V. V. Ryazanov

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

In a method of the nonequilibrium statistical operator the history of system, influence of its past on the present moment is considered. It is offered to consider also influence of existence of the present which duration according to I. Prigogine's results is equal Lyapunov's to average time.

In work [1] logarithm of the nonequilibrium statistical operator (NSO) it is interpreted as averaging of the logarithm quasi-equilibrium the statistical

operator on distribution of lifetime of a system.

Operation of averaging on lifetime corresponds to introduction of the operator of internal time in the approach [2]. Averaging with another (not indicative) distribution gives other kind of a source and dissipative to a part of Liouville's operator [3].

In NSO (1) time $t - t_0$, time lived by system up to a present moment t , the past of system is considered. In a state of the system at the moment time t bring

the contribution states of system from its last history, from an interval of reception of the information.

In work [2] the contributions coming from the past and the future and interpreted in sense of internal time are considered. In the present bring the contribution the past and only the "nearest" future. In work [2] the transitive layer from the past to the future in width τ_L , where τ_L^{-1} is Lyapunov's average indice, existence of the present moment entered.

That in NSO to consider influence of persistence (i.e., existence) the present, it is necessary to lead averaging on time of existence the present and to use superposition of late and advancing decisions.

"Suppression" of the future states and the account of the contribution only the "nearest" future is reached by a corresponding choice of average value

$$\langle \Gamma_{fut} \rangle = \int_0^{\infty} y_f p_q^{(f)}(y_f) dy_f \approx \tau_L, \quad \text{distinct from}$$

$\langle t - t_0 \rangle$ and $\langle t_f - t \rangle$. We consider different

"lives": time of reception of the information from the past with an average $\langle t - t_0 \rangle$, corresponding really last history of system both average time $\langle \Gamma_{fut} \rangle$ - time of reception of the information from the future or existence the present.

The received expressions (9) can be treated and so, that into the description of system enters as its history $t - t_0$ with an average $\varepsilon_0 = \langle t - t_0 \rangle^{-1}$ and its prehistory $t_0 - t$, time till a birth of system with an average $\varepsilon_f = \tau_L^{-1}$.

1. V. V. Ryazanov, *Fortschritte der Physik / Progress of Physics*, **49**, 885 (2001).
2. Prigogine, *From Being to Becoming*, (Freeman, San Francisco, 1980).
3. V. V. Ryazanov, *Low Temperature Physics*, **33** 1049 (2007).

NONEQUILIBRIUM STATISTICAL OPERATORS FOR SYSTEMS WITH FINITE LIFETIME

V. V. Ryazanov

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

A family of nonequilibrium statistical operators (NSO) is introduced which differ by the system lifetime distribution over which the quasiequilibrium (relevant) distribution is averaged. This changes the form of the source in the Liouville equation, as well as the expressions for the kinetic coefficients, average fluxes, and kinetic equations obtained with use of NSO. The difference from the Zubarev form of NSO is of the order of the reciprocal lifetime of a system.

In work [1] the new interpretation of a method of the Nonequilibrium Statistical Operator [2] is given, in which NSO is treated as averaging of the quasiequilibrium (or relevant [3, 4]) statistical operator on the system past lifetime distribution.

In [1] the function $p_q(u) = \varepsilon \exp\{-\varepsilon u\}$ from [2] was interpreted as the probability distribution density of the lifetime of a system from the random moment t_0 of its birth till the current moment t , $u = t - t_0$. This time period can be called the time period of getting information about system from its past. Instead of the exponential distribution $p_q(u)$ in (1) any other sample distribution could be taken. The arbitrary kind of lifetime density distribution $p_q(u)$ enables to write down a general view of a source in the dynamic Liouville equation, which thus accepts

Boltzmann - Prigogine form and contains dissipative effects [3, 4].

The choice of distribution of the lifetime in NSO is connected in view of influence of the past of system, his physical features, on the present moment, for example, to the account only of age of system, as in Zubarev NSO, or with more detailed characteristic of past evolution of the system. The additives to Zubarev results are of the order of the reciprocal past lifetime of a system and are essential at early stages of evolution of system and to systems with small lifetime, where one should not neglect the value $\langle \Gamma \rangle^{-1}$, where $\langle \Gamma \rangle$ is average past lifetime. Chosen of Zubarev the form of distribution for the lifetime represents limiting distribution.

1. V. V. Ryazanov, *Fortschritte der Physik / Progress of Physics*, **49**, 885 (2001).
2. D. N. Zubarev, *Nonequilibrium statistical thermodynamics*, (Plenum-Consultants Bureau, New York, 1974).
3. R. Vasconcellos, R. Luzzi, L. S. Garcia-Colin, *Phys. Rev. A* **43**, 6622 (1991); *Phys. Rev. A* **43**, 6663 (1991).
4. J. G. Ramos, A. R. Vasconcellos, and R. Luzzi, *Fortschritte der Physik / Progress of Physics*, **43**, 265 (1995).

STATISTICAL SUBSTANTIATION OF INTRODUCTION OF THE DISTRIBUTIONS CONTAINING LIFETIME AS THERMODYNAMIC PARAMETER

V. V. Ryazanov

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

By means of an inequality of the information and parametrization of family of distributions of the probabilities, supposing an effective estimation, introduction of the distributions containing time of the first achievement of a level as internal thermodynamic parameter ground. Results of works [1, 2] are applied to a substantiation of introduction of the distributions containing time of the first achievement of a level [3 - 8], lifetime in terminology [9]. The open system is considered, dynamic values under influence of interaction with an environment become random, the macroscopical description is possible only. When considering the finite size systems the finiteness of lifetime seems to be essential. Influences to which the system is exposed at interaction with an environment, cause deviations from a normal steady state and dissipative effects, change a degree of removal from a stationary state, entropy of system and its lifetime. Normally functioning system appears to be in a steady nonequilibrium state characterized by a given deviation from equilibrium and the entropy production. Each state of a system has its own lifetime related to fluxes magnitudes and sources strengths and therefore its deviation from equilibrium.

In [10] it is marked, that the nonequilibrium state is characterized by additional macroscopical parameter in the description of system. In works [11] it was marked, that the state of system in a present situation of time depends on all previous evolution of the nonequilibrium processes developing it and, accordingly, from time of the last life of system, its age. In work [12] dynamics of behaviour of system and the contribution of correlations during all past of

system is considered. Therefore we choose random lifetime of system as thermodynamic parameter. Introduction of lifetime as thermodynamic parameter speaks that real systems possess finite lifetime that essentially influences their properties and properties of their environment. Lifetime of system is represented in the fundamental value having the dual nature, connected both with current of external time, and with properties of system.

1. N. N. Centsov [N. N. Chentsov], *Statistical decision rules and optimal inference*, (Amer. Math. Soc., 1982; Translated from Russian).
2. E. A. Morozova, N. N. Chentsov, *Probability theory*, **8**, 133 (1991) (in Russian).
3. V. V. Ryazanov, *Superstatistics and Lifetime*, Preprint cond-mat/0404357 (2004).
4. V. V. Ryazanov, *Preprint physics/0509098* (2005).
5. V. V. Ryazanov, *Preprint physics/0509099* (2005).
6. V. V. Ryazanov, S. G. Shpyrko, *Condensed Matter Physics* **9**, 71 (2006).
7. W. Feller, *An Introduction to Probability Theory and Its Applications*, (John Wiley, New York, 1968).
8. S. Redner, *A guide to first-passage processes*, (Cambridge University Press, Cambridge (UK), 2001).
9. R. L. Stratonovich, *The elected questions of the fluctuations theory in radio engineering*, (Gordon and Breach, New York, 1967).
10. M. A. Leontovich, *Introduction in Thermodynamics. Statistical Physics*, (Nauka, Moscow, 1985).
11. J. G. Kirkwood, *J. Chem. Phys.* **14**, 180 (1946); *J. Chem. Phys.* **15**, 72 (1947).
12. D. N. Zubarev, V. Morozov, G. Ropke, *Statistical mechanics of nonequilibrium processes*, (Akademie Verlag, Berlin, 1996).

LIFETIME IN STOCHASTIC MODELING AND STATISTICAL PHYSICS. STATISTICAL DISTRIBUTIONS WITH LIFETIME

V. V. Ryazanov

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

Lifetime as achievement of the given level of random process has been introduced in work [1] where the equations for density of probability of a lifetime distribution have been received. In work [2] the review of results for Kramers problem, a special case of a lifetime of system in case of its transition through a potential barrier [3] is presented. Research

of a lifetime is conducted in many stochastic models of the theory of random processes, for example, in stochastic storage processes [4]. Their application to physical problems is considered in work [5]. In work [6] it is shown, that the nonequilibrium statistical operator introduced in works of Zubarev [7], it is possible to present as averaging of the quasi-

equilibrium statistical operator on distribution of a lifetime of the system. In work [8] the statistical distributions containing a lifetime as thermodynamic parameter of system are introduced and it is shown how from these distributions it is possible to receive of superstatistics distributions [9]. We give a ground to the entered distribution which contains a lifetime of the system as thermodynamic parameter.

1. L. A. Pontryagin, A. A. Andronov, and A. A. Vitt, Zh. Eksp. Teor. Fiz. **3**, 165 (1933) [translated by J. B. Barbour and reproduced in "Noise in Nonlinear Dynamics", 1989, edited by F. Moss and P. V. E. McClintock (Cambridge University Press, Cambridge), Vol. 1, p. 329].
2. V. I. Mel'nikov, Physics Reports **209**, Nos. 1 & 2 (1991).
3. H. A. Kramers, Physica **7**, 284 (1940).
4. N. U. Prabhu, *Stochastic Storage Processes*, (Springer - Verlag, New York, 1980).
5. S. G. Shpyrko, V. V. Ryazanov, Eur. Phys. J. B **54**, 345 (2006).
6. V. V. Ryazanov, Fortschritte der Physik / Progress of Physics, **49**, 885 (2001).
7. D. N. Zubarev, *Nonequilibrium statistical thermodynamics*, (Plenum-Consultants Bureau, New York, 1974).
8. V. V. Ryazanov, S. G. Shpyrko, Condensed Matter Physics **9**, 71 (2006).
9. C. Beck and E. G. D. Cohen, Physica A **322A**, 267 (2003) [*cond- mat/0205097*].

СПЕЦІАЛІЗОВАНИЙ СТЕНД ДЛЯ ФУНКЦІОНАЛЬНИХ ВИПРОБУВАНЬ ОБЛАДНАННЯ ТА МАТЕРІАЛІВ ДЛЯ АЕС

І. М. Вишневський, В. І. Сахно, О. В. Сахно, А. Г. Зелінський, С. П. Томчай, Т. В. Хрін

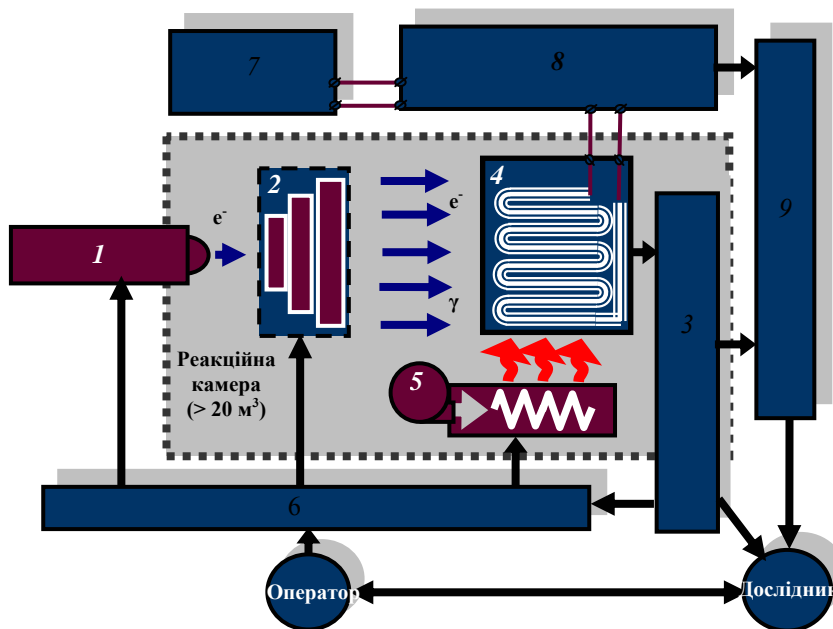
Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

У даній роботі обговорюються проблеми, що вирішуються при створенні спеціалізованого стенду для радіаційних випробувань комплектного обладнання, призначеного для використання на об'єктах атомної енергетики. Аналізуються й систематизуються вимоги до спеціалізованого стенду для вимірювання показників деградації функцій кабелів під впливом радіації. Обговорюються методи та структура технічних засобів, запропоновані для функціональних випробувань.

Структура технічних засобів (див рисунок) повинна забезпечувати виконання таких вимог:

одночасне натурне відтворення радіаційних та всіх інших зовнішніх (експлуатаційних) чинників – вібрація, магнітні і електричні поля, температура тощо;

контроль усіх технічних характеристик обладнання в регламентованих робочих режимах при всіх експлуатаційних умовах.



Структура установки для функціональних радіаційних випробувань об'єктів АЕС:

- 1 – прискорювач;
- 2 – система формування великих радіаційних полів;
- 3 – система технологічної дозиметрії;
- 4 – об'єкт випробування;
- 5 – комплекс допоміжного експериментального обладнання;
- 6 – пульт керування установки;
- 7 – універсальне джерело струму;
- 8 – вимірювання технічних характеристик об'єкта;
- 9 – АСУ експериментом.

Розроблено оригінальну систему формування радіаційних полів великих об'ємів, створено та сертифіковано спеціалізовану систему технологічної дозиметрії, а також забезпечено проведення довготривалих безперервних випробувань. Структура та параметри установки повністю відповідають вимогам натурального моделювання радіаційних зовнішніх умов для обладнання АЕС. Великі об'єми реакційної камери дозволяють відтворювати на установці комплексну дію всіх несприятливих умов експлуатації обладнання. Обговорюються методи опромінювання та їх

відповідність до діючих стандартів, особливості дозиметрії й методи контролю інших технічних характеристик кабелів.

Наведено основні результати функціональних радіаційних випробувань, проведених для нових типів сигнальних кабелів внутрішнього реакторного контролю АЕС.

1. И. Н. Вишневский, В. И. Сахно, А. В. Сахно и др., Атомная энергия **94**, 163 (2003).
2. І. М. Вишневський, В. І. Сахно, О. В. Сахно та ін., Ядерна фізика та енергетика **1(19)**, 140 (2007).

**THE TOTAL NEUTRON CROSS SECTION FOR NATURAL CARBON
IN THE ENERGY RANGE 2 TO 148 keV**

O. O. Gritzay, V. V. Kolotyi, N. A. Klimova, O. I. Kalchenko, M. L. Gnidak

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

The natural carbon is well known as reactor structure material and at the same time as one of the most important scattering standards, especially at energies of less than 2 MeV, where the neutron total and elastic scattering cross sections are essentially identical. The best experimental data in the area 1 to 500 keV have the uncertainty 1 to 4 % [1, 2]. However, the difference between these data and those obtained from the R-matrix analysis and used to obtain the ENDF evaluations is essential, especially in the energy range 1 to 60 keV. The use of the technique of neutron filtered beams developed at the Kyiv Research Reactor (KRR) makes possible to reduce the uncertainty of the experimental data to 1 % and less [3, 4]. These high precision data on natural carbon could stimulate a new run of the R-matrix analysis for carbon.

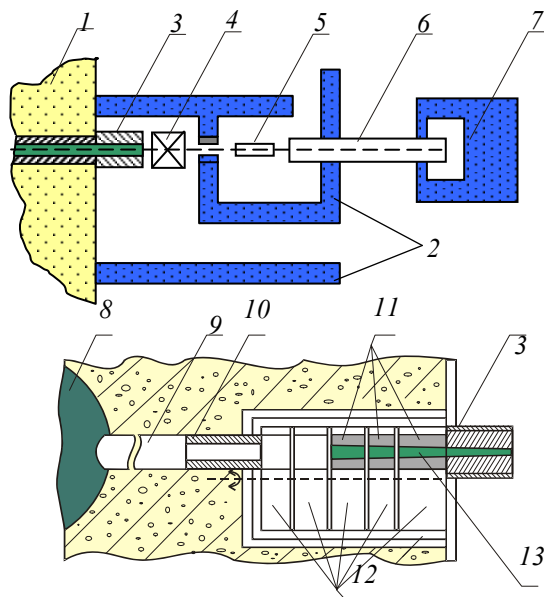


Fig. 1. Scheme of experimental installation on the 8-th HC. 1 – biological shielding; 2 – radiation shielding; 3 – outside collimator; 4 – device for sample removing; 5 – neutron detector; 6 – tube for beam conducting up to neutron catching; 7 – neutron beam catching; 8 – beryllium reflector; 9 – HC; 10 – preliminary collimators; 11 – filter-collimator assemblies; 12 – beam shutter disks; 13 – filter components.

Experimental investigation of the total neutron cross section for natural carbon was made on the eighth and ninth horizontal channels (HC) at the KRR. Experimental installations on HC include the systems for forming of filtered neutron beams, neu-

tron detector and counting systems, sample management systems and systems of radiation shielding.

Scheme of experimental installation on the 8th horizontal reactor channel is shown in Fig. 1.

Fig. 2 represents our results for C-nat. total neutron cross sections at energies in the intervals 1.051 to 2.710 keV, 0.438 to 4.409 keV, 12.537 to 13.448 keV, 132.206 to 135.325 keV, 19.3 to 25.8 keV, 51.9 to 60.2 keV, and 118.7 to 157.0 keV, together with some experimental data from database EXFOR/CSISRS and ENDF evaluations.

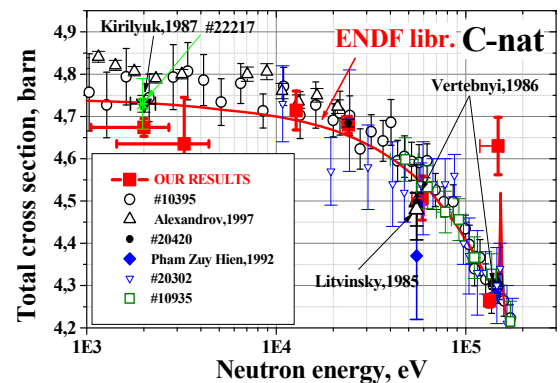


Fig. 2. Our results for C-nat. total neutron cross sections, experimental data from database EXFOR/CSISRS and ENDF libraries.

It is worth attention, that at the 148 keV filter we observed the dependence of total neutron cross section on sample thickness and proposed to explain it with that in the energy range 118.71 to 157.01 keV the very strong resonance of the isotope ¹³C takes place. Its neutron width may be much more than 3.7 keV, cited in scientific literature.

1. H. T. Heaton, J. L. Menke, R. A. Schrack, and R. B. Schwartz, *Nuclear Science and Engineering*, **56**, 27 (1975).
2. Yu. A. Alexandrov, I. S. Guseva, A. B. Laptev, N. G. Nikolenko, G. A. Petrov, O. A. Shcherbakov, *Reprint JINR-E3-213* (Dubna, 1997).
3. O. Gritzay, V. Kolotyi, O. Kalchenko, P. Vorona, M. Gnidak, *J. Nucl. Sc. and Tech., Supp. 2*, **1**, 389 (2002).
4. O. O. Gritzay, V. A. Libman, A. V. Murzin, V. G. Nikolenko, A. B. Popov, G. S. Samosvat, W. Waschkowski, *Proc. of the 8-th ISINN, Dubna, 2000*, p. 165.

NEUTRON FILTER TECHNIQUE AND ITS USE FOR FUNDAMENTAL INVESTIGATIONS

O. O. Gritzay, V. V. Kolotyi, M. L. Gnidak, O. I. Kalchenko, N. A. Klimova, V. A. Libman

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

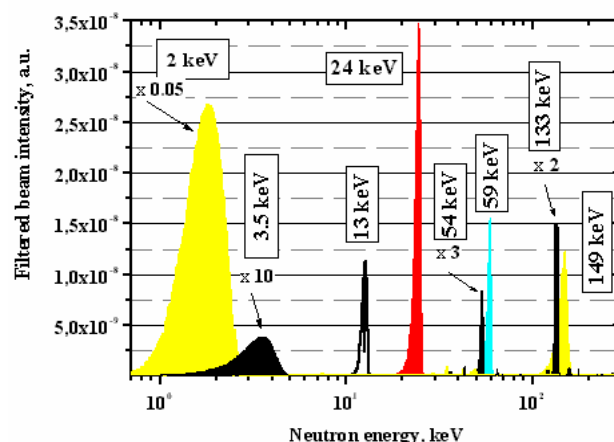
Up-to-date level of scientific and technology development demands the high accuracy data on neutron interaction with nuclei and elements. High accuracy of experimental data should be allowed to make progress in development of nuclear simulation codes and in generation of evaluated nuclear data libraries, that are information 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 hundred keV. The reason is in the lack of high flux installations, which can provide the measurements of neutron cross sections with necessary accuracy in the mentioned energy range. Today a few of such installations are designed and may be used (e.g. in LANL, ORNL), but they need very large costs.

There is in existence the alternative way to get the high accuracy neutron cross sections: to use the neutron filtered beam technique at the existing research reactors. Surely, this technique has its own positive and negative sides and needs the financial costs, too, if you have to purchase the high enriched isotopes for filter components. However, with good optimization of all filter components and careful evolution of neutron cross section measurement methods, this neutron filtered beam technique may be widely used at the many of the existing research reactors to provide the measurements of neutron cross sections with the accuracy, needed for today.

The main idea of neutron filter technique 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 layer of such material, one can obtain the quasi-mono-energetic neutron lines instead of white reactor spectrum. To get only one quasi-mono-energetic neutron line the composition filter is usually used. This composition filter consists of the "main filter material" and 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.

The basic demands to neutron filter beam are the following:

1. The purity of the main energy line in neutron spectrum has to be as much close to 100 % as possible.



Neutron filters used in the NPD for fundamental investigations.

2. Neutron intensity has to be the most possible value, sufficient to obtain the necessary accuracy in experiment.

3. Construction and composition have to provide the minimal possible gamma-background.

4. In necessary cases the construction and composition have to allow the increase or reducing of the base line width without essential worsening of filter quality.

5. The amount of enriched isotopes in filter components has to be minimum necessary.

The wide set of natural elements and enriched isotopes are used as components for neutron filters in the Neutron Physics Department at the Kyiv Research Reactor (KRR):

natural elements: Si, Al, V, Sc, S, Mn, Fe, Ti, Mg, Co, Ce, Cr, Rh, Cu, B, Cd, LiF;

enriched isotopes: ^{52}Cr (99.3 %), ^{54}Fe (99.92 %), ^{56}Fe (99.5 %), ^{57}Fe (99.1 %), ^{58}Ni (99.3 %), ^{60}Ni (92.8 % - 99.8 %), ^{62}Ni (98.04 %), ^{80}Se (99.2 %), ^{10}B (85 %), ^7Li (90 %).

At the KRR the neutron filtered beam technique is used for more than 30 years and its development continues. Energies and comparative intensities of the neutron filter beams used for fundamental investigations, carried out in the NPD, are shown in Figure. The new and updated facilities for neutron cross section measurements provide the receipt of neutron cross sections with rather high accuracy: total neutron cross sections with accuracy 1 % and better, neutron scattering cross sections with 3 - 4 % accuracy.

ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ РЕАКТОР ВВР-М КАК ИСТОЧНИК НЕЙТРОНОВ ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ РАДИОИЗОТОПОВ И НАУЧНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

П. Н. Ворона, В. Ф. Разбудей

Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев

Исследовательский реактор ВВР-М ИЯИ НАН Украины является базовой ядерно-физической установкой для получения радиоактивных изотопов и производства на их основе радиоизотопной продукции для различных сфер использования (наука, медицина, промышленность, различные прикладные применения), а также для проведения фундаментальных научных исследований [1]. В основе получения радиоактивных изотопов лежат ядерные реакции под действием нейтронов в облучаемых мишенях. Количественные характеристики динамики ядерных превращений определяют следующие величины: сечения взаимодействия нейтронов различных энергий с атомными ядрами, а также спектры нейтронов в местах облучения мишеней. Нейтронные спектры реакторного излучения определяются конструктивными особенностями конкретного реактора. Кроме того, облучательные объемы, создаваемые в различных частях реактора, имеют свой специфический спектральный состав нейтронного поля. Это существенно влияет не только на выход целевого радиоизотопа, но и на радионуклидную чистоту облученного продукта, т.е. на количество примесных изотопов. В настоящей работе в целях оптимизации процесса накопления радиоактивных изотопов были выполнены расчеты нейтронных спектров непосредственно в предполагаемых местах облучения мишеней.

Расчеты выполнены методом статистических испытаний (метод Монте-Карло) при помощи компьютерной программы MCNP-4с [2] с использованием нейтронных данных, взятых из более полной библиотеки нейтронных сечений, заложенной в программе MCNP-5с. В качестве входного файла составлена геометрическая пространственная модель реактора в MCNP-формате. В состав модели включен изотопный состав не только стационарных конструктивных материалов, но и расчетные данные по составу топлива в динамике (осколки деления, продукты захвата нейтронов), а также продуктов отрав-

ления, накапливающихся в бериллиевом отражателе. Расчеты состава топлива выполнялись с использованием уравнений кинетики ядерных превращений изотопов в реакторе.

Полученные результаты включают расчетные спектры, усредненные по объемам тех сред, где создаются облучательные объемы: 1) активная зона реактора (горючее, охлаждающая вода в пространстве между тепловыделяющими элементами, вода в полостях объемом на 7 и 19 тепловыделяющих сборок); 2) бериллиевый отражатель. Рассчитанные спектры отражают общие закономерности формирования спектров в реакторе: более жесткий спектр в горючем и существенное смягчение спектра в замедлителе (вода и бериллий). Рассчитаны также спектры в локальных рабочих участках облучательных объемов, расположенных на уровне центра активной зоны внутри вертикальных экспериментальных каналов, смонтированных в различных средах реактора. Среди них: два канала в водных полостях в активной зоне, три канала в бериллиевом отражателе – заполненные водой и без воды, четыре канала в графите тепловой колонны реактора.

Для проведения фундаментальных научных исследований и решения прикладных задач на выведенных пучках выполнены расчеты плотности нейтронных потоков и их спектрального состава на выходе из 10 горизонтальных экспериментальных каналов реактора.

Работа поддержана грантом Украинского научно-технологического центра (УНТЦ), проект № Uz-25.

1. *И. Н. Вишневецкий, В. И. Слисенко, В. Н. Макаровский, М. В. Лысенко*, Материалы Междунар. научно-техн. конф., Москва, Россия, 20 - 23 июня 2006 г., (*Изд-во ФГУП НИКИЭТ, М., 2006*), с. 34.
2. J. F. Briesmeister, ed., *MCNP - A General Monte Carlo N-Particle Transport Code, Version 4C*, Report No. LA-13709-M (Los Alamos National Laboratory, 2000), 788 p.

О СПОСОБЕ ПРЯМОГО ИЗМЕРЕНИЯ СЕЧЕНИЯ РАДИАЦИОННОГО ЗАХВАТА НЕЙТРОНОВ РАДИОАКТИВНЫМИ ЯДРАМИ

Ю. Г. Щепкин, В. И. Слисенко, В. Н. Шевель, Т. А. Костюк

Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев

Практически все экспериментальные данные по сечению σ_γ радиационного захвата нейтронов радиоактивными ядрами получены косвенными методами, т.е. не путем регистрации мгновенного захватного γ -излучения. Между тем измерение σ_γ прямым методом позволит решить многие задачи исследовательского и прикладного характера, в частности получать наиболее полную информацию по нейтроноскопическим данным и проводить их исследование (парциальные ширины, их распределения и корреляции, расстояния между уровнями компаунд-ядер и их распределения, спины ядер, нейтронные и радиационные силовые функции и так далее). Прямое измерение σ_γ радиоактивных ядер даст возможность исследовать особый класс таких ядер – находящихся в возбужденных (изомерных) состояниях, проводить сопоставление параметров и процесса возбуждения образуемых компаунд-состояний при захвате быстрых нейтронов с энергией $E_n = E_{iz}$ (E_i – энергия изомера) ядром-мишенью в основном состоянии и захвате медленных нейтронов из изомерного состояния.

Интерес к развитию методов прямого измерения σ_γ радиоактивных ядер обусловлен также потребностями в решении прикладных задач, в том числе при проектировании реакторов на быстрых нейтронах. Требования к нейтронным сечениям для этой цели вытекают из рассмотрения каждого из этапов технологического цикла – работы реактора, поддержания критичности, обеспечения расширенного воспроизводства, безопасности работы, прогнозирования стойкости конструкционных материалов, внешнего топливного цикла (нейтронная и γ -активности ОЯТ и выбор методов его утилизации – выгорание, распад или захоронение).

Другая потребность в знании σ_γ возникает при расчете вероятности возникновения цепной реакции в средах, содержащих расщепляющиеся материалы. В тех случаях, когда среда содержит радиоактивные продукты и неизвестен или сложен ее состав, применение существующих методов измерения σ_γ оказывается затруднительным. Сложность прямого измерения σ_γ связана с трудностями экспериментального характера вследствие наличия радиоактивного излучения, в основ-

ном γ -излучения, приводящего к возникновению фона радиоактивного излучения по отношению к актам захвата нейтронов в образце и изменению характеристик детектирующих и регистрирующих устройств вследствие перегрузки детектора, его радиоэлектронного тракта и последующих схем регистрации. Указанные эффекты приводят к необходимости уменьшения количества исследуемого вещества. При этом снижается измеряемая интенсивность исследуемого захватного излучения, что приводит к увеличению времени измерения, ограничению величины сечения, возможного для измерения, увеличению влияния фона. Поэтому необходимы специальные меры по уменьшению влияния радиоактивного излучения образца – дискриминации радиоактивного излучения по выделяемой в детекторе энергии, использование защиты детектора из тяжелых элементов, располагаемой между исследуемым образцом и детектором, увеличение быстродействия детектора и электроники. Все эти меры можно использовать, так как существуют признаки, по которым отличаются захватные и радиоактивные излучения – энергия и множественность ν_γ . Однако использование различий этих параметров возможно до определенных значений активности.

В данной работе рассматривается возможность применения спектрометрии множественности для прямого измерения σ_γ радиоактивными ядрами. На регистрацию каскада γ -квантов накладывается условие их определенного пространственного распределения в многосекционном 4π -детекторе. Это условие в сочетании с условиями совпадения γ -квантов каскада в определенном временном интервале и заданным энерговыделением в секциях детектора позволит в $\sim n^2$ раз снизить уровень фона радиоактивного излучения исследуемого образца и его влияние на систему регистрации (n – количество секций детектора). Ожидаемая чувствительность метода по минимальному количеству образца для измерения сечения на уровне 50 б составляет 0.2 мг при удельной активности образца $2 \cdot 10^{10}$ Бк·г⁻¹. Для оценок использованы параметры многосекционного 4π -спектрометра множественности на базе реактора ВВР-М ИЯИ НАН Украины.

НЕЙТРОННА СПЕКТРОСКОПІЯ СОЛЬОВИХ РОЗЧИНІВ ЦИКЛОДЕКСТРИНУ В ДИМЕТИЛФОРМАМІДІ

В. В. Клепко¹, С. В. Рябов¹, Ю. Ю. Керча¹, В. І. Слісенко², О. А. Василькевич²,
В. Т. Кротенко²

¹Інститут хімії високомолекулярних сполук НАН України, Київ

²Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

Одним із основних методів очищення води від шкідливих і токсичних речовин є використання різного типу флокулянтів та комплексантів. Останнім часом перевагу серед речовин, які здатні виконувати функції селективної дії на іони та молекули різного типу, почали віддавати системам природного походження. Одним із найбільш популярних класів таких речовин є природні олігосахариди та циклодекстрини (ЦД). Циклодекстрини – це α -1,4 зв'язані олігомери D-глюкопіранози.

Метою даної роботи було дослідження комплексоутворюючої здатності модифікованих циклодекстринів до іонів різних металів, у тому числі важких, таких як іони ртуті, кадмію та свинцю. Для вивчення комплексоутворюючих властивостей модифікованого β -ЦД використовували розчини солей важких металів з однаковим аніоном $\text{Hg}(\text{NO}_3)_2$, $\text{Cd}(\text{NO}_3)_2$, $\text{Pb}(\text{NO}_3)_2$, а також для порівняння сіль CuSO_4 в диметилформаміді (ДМФ).

Дослідження динаміки розчинів проводили за допомогою методу квазіпружного розсіяння повільних нейтронів. Основна інформація про дифузійні рухи молекул міститься в залежності енергетичного розширення квазіпружних піків ΔE від квадрата переданого імпульсу Q^2 . Для інтерпретації залежності $\Delta E(Q^2)$ було використано підхід, що ґрунтується на принципі ієрархії часових масштабів дифузійних рухів молекул [1], який дозволяє представити загальний коефіцієнт самодифузії у вигляді суми $D = D_F + D_L$, де D_F і D_L характеризують одночастинкову («френкелівську») і колективну («лагранжову») дифузію відповідно. Коефіцієнт D при цьому визначається при $Q^2 \rightarrow 0$, а при великих значеннях Q^2 визначається колективний внесок D_L у загальний коефіцієнт самодифузії. Отримані значення коефіцієнтів самодифузії молекул ДМФ в сольових розчинах функціоналізованого β -ЦД наведено в таблиці.

Параметри дифузії сольових розчинів функціоналізованого β -циклодекстрину

Речовина	$D \cdot 10^9, \text{m}^2\text{s}^{-1}$	$D_L \cdot 10^9, \text{m}^2\text{s}^{-1}$	$D_F \cdot 10^9, \text{m}^2\text{s}^{-1}$	$D_L/D_F, \%$	$\tau_0 \cdot 10^{12}, \text{c}$
ДМФ	2,42	0,37	2,05	15,3	1,42
ДМФ-ЦД	2,72	0,49	2,24	18,0	1,5
ДМФ-ЦД- CuSO_4	1,98	0,41	1,57	20,7	1,86
ДМФ-ЦД- $\text{Cd}(\text{NO}_3)_2$	2,25	0,86	1,38	38,2	1,6
ДМФ-ЦД- $\text{Hg}(\text{NO}_3)_2$	2,14	0,69	1,45	32,2	1,6
ДМФ-ЦД- $\text{Pb}(\text{NO}_3)_2$	1,97	0,05	1,92	2,5	1,2

Як видно з таблиці, коефіцієнт самодифузії ДМФ в безсольовому розчині ЦД дещо більший, ніж в об'ємі, що є свідченням негативної сольватації молекул розчинника в присутності функціоналізованого ЦД. Уведення ж солей важких металів призводить до різкого зменшення коефіцієнта самодифузії ДМФ у розчинах (позитивна сольватація молекул ДМФ), причому для солей з однаковим аніоном спостерігається тим більше зменшення, чим важчий катіон. Для іонів Cd^{2+} і Hg^{2+} має місце різке збільшення (більше ніж у 2 рази) колективного внеску в D , що є прямим свідченням значної комплексоутворюючої

здатності до даних іонів. У розчині з $\text{Pb}(\text{NO}_3)_2$ комплексоутворення настільки інтенсивне, що вже можна говорити про утворення «квазі-кристалічної» структури.

Таким чином, проведені дослідження показали, що ЦД є ефективними комплексантами до іонів металів. Установлено, що функціоналізація вихідних ЦД дозволяє регулювати їх селективну здатність до комплексоутворення з іонами важких металів.

1. Л. А. Булавін, О. А. Василькевич, А. К. Дорош *та ін.*, УФЖ **31**, 1703 (1986).

ВПЛИВ МАЛИХ КОНЦЕНТРАЦІЙ ПОЛІЕТИЛЕНГЛІКОЛЕЙ 1500 І 4000 НА ДИНАМІКУ ВОДИ ЗА ДАНИМИ НЕЙТРОНСКОПІЇ

Т. В. Кармазіна¹, В. І. Слісенко², О. А. Василькевич²,
Т. М. Базилюк¹, А. А. Петрачков¹, В. М. Омельченко¹

¹Інститут колоїдної хімії і хімії води НАН України, Київ

²Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

Як відомо, під впливом фізичних чинників і хімічних компонентів змінюється структура води і, таким чином, її динаміка. Метою даної роботи було визначення впливу відносно малих концентрацій поліетиленгліколей ПЕГ-1500 і ПЕГ-4000 на динамічні властивості води та їх механізм на основі кількісної оцінки за даними квазіпружного розсіяння повільних нейтронів. У результаті проведених експериментів було визначено такі характеристики самодифузії молекул води: D – загальний коефіцієнт дифузії; D_L – внесок в D від колективних рухів; D_F – внесок від одночастинкових рухів; τ_0 – час життя молекул води в коливному стані біля центра рівноваги; l_0 – дов-

жина стрибка молекули з одного центра рівноваги в інший.

Результати досліджень характеристик самодифузії води у розчинах ПЕГ-1500 і ПЕГ-4000 представлено в табл. 1 і 2.

Аналіз даних, наведених у табл. 1, дає змогу зробити висновок про наявність мінімуму в концентраційній залежності $D(C)$ поблизу 0,05 - 0,1 мас. %. При цьому в цій же області концентрацій спостерігаються максимальні значення колективної складової D_L і мінімальні значення одночастинкової складової D_F . Для всіх концентрацій ПЕГ-1500 довжина стрибка молекул води l_0 перевищує значення l_0 власне води.

Таблиця 1. Характеристики динаміки молекул води у розчинах ПЕГ-1500

Концентрація, мас. %	D	D_L	D_F	D_F/D_L	$\tau_0 \cdot 10^{-12}$, с	l_0 , нм
	$\times 10^9, \text{м}^2\text{с}^{-1}$					
0	2,23	0,46	1,77	3,8	2,8	0,07
0,05	1,64	0,55	1,09	1,9	2,69	0,13
0,10	1,65	0,69	0,96	1,4	2,88	0,13
1,00	2,03	0,36	1,67	4,6	2,00	0,14
2,00	2,02	0,27	1,75	6,5	1,91	0,14

Таблиця 2. Характеристики динаміки молекул води у розчинах ПЕГ-4000

Концентрація, мас. %	D	D_L	D_F	D_F/D_L	$\tau_0 \cdot 10^{-12}$, с	l_0 , нм
	$\times 10^9, \text{м}^2\text{с}^{-1}$					
0	2,23	0,46	1,77	3,8	2,8	0,07
0,1	1,41	0,28	1,13	4,0	1,58	0,10
1,0	1,65	0,24	1,41	5,9	1,80	0,12

Для розчинів ПЕГ-4000 (див. табл. 2) також спостерігається мінімум у значеннях D при концентрації 0,1 мас. %. Проте відношення D_F/D_L не відрізняється від такого для власне води.

Порівняння характеристик самодифузії молекул води в присутності ПЕГ-1500 і ПЕГ-4000 дозволяє зробити висновок, що ПЕГ з більшою молекулярною вагою при рівних концентраціях більшою мірою впливає на трансляційну дифузю молекул води.

Таким чином, проведені дослідження виявили ряд особливостей у концентраційній залежності

характеристик дифузії водних розчинів ПЕГ. Зокрема, при зміні концентрації від 0 до 2 мас. % у залежності $D(C)$ спостерігається мінімум при 0,05 - 0,1 мас. %. Необхідно відзначити, що, як показали проведені раніше дослідження, аналогічний ефект має місце і в $D(C)$ водно-спиртових розчинах при концентрації 4 - 6 мольн. %. Це пояснюється інтенсивним комплексоуванням при даних концентраціях. Цілком можливо, що і в досліджуваних системах ПЕГ мінімум в $D(C)$ обумовлений утворенням комплексів, які містять до 10 молекул води та ПЕГ.

ВОГНЕСТІЙКІСТЬ БУДІВЕЛЬНИХ КОНСТРУКЦІЙ ЦЕНТРАЛЬНОГО ЗАЛУ ДОСЛІДНИЦЬКОГО ЯДЕРНОГО РЕАКТОРА ВВР-М

В. Л. Сидоренко¹, С. І. Азаров²

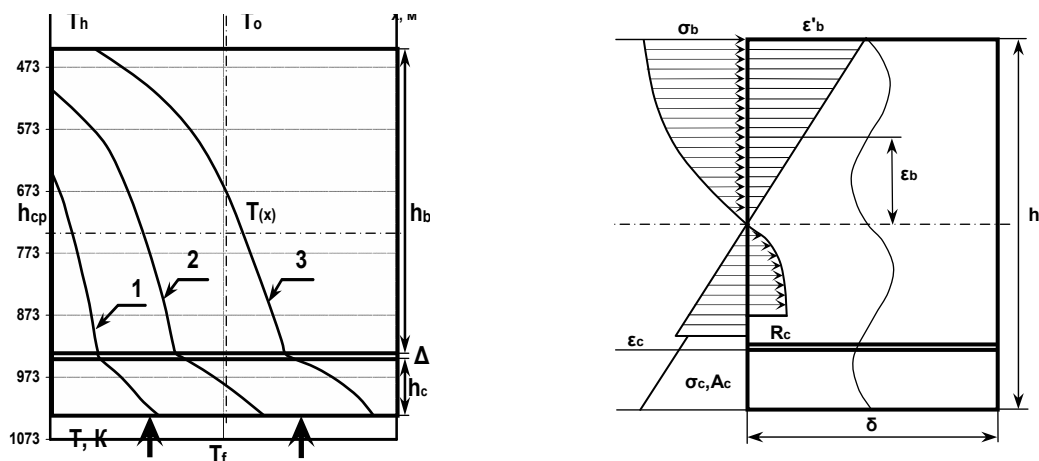
¹Інститут державного управління у сфері цивільного захисту УЦЗ України, Київ

²Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

Для оцінки межі вогнестійкості бетонних балок із зовнішнім листовим армуванням радіаційно небезпечних об'єктів повинні бути виконані розрахунки за трьома ознаками граничних станів: втрати несучої здатності, цілісності конструкції і теплоізолюючої здатності. Для цього використовують методи граничної рівноваги, прогріву і механіки тріщин [1, 2]. Знаючи теплофізичні, деформаційні і габаритні параметри балки та величини температурного імпульсу, можемо визначити прогин, згинальний момент та міцнісні характеристики балки центрального залу дослідницького ядерного реактора при пожежі.

Розглянемо сталобетонну статично визначену балку, яка перебуває під дією рівномірно розподіленого навантаження і температури, що змінюється вздовж осі у за законом стандартної пожежі [3, 4].

Для розв'язку задачі, що стосується прикладення температурно-інерційної сили, складається система диференціальних рівнянь руху балки, у праву частину якої вводиться функція поширення температури, що залежить від координат і часу. Розв'язок диференціальних рівнянь для захищеної по обидва боки навантаженої балки дають результати розрахунків, які наведені на рисунку.



Розподіл температур, напруг і деформацій у перетині сталобетонної балки в різні моменти часу: 1 – ($t = 10$ с); 2 – ($t = 100$ с); 3 – ($t = 1000$ с).

Отримане з розрахунку значення часу вогнестійкості балки збільшують для статично невизначених конструкцій (монолітних перекриттів) в 1,5 рази, якщо на опорах немає підсилення несучих конструкцій, або в 2,5 рази при збільшенні площини арматури на опорах удвічі. Оцінки показують, що вогнестійкість перекриттів реакторного залу може досягати 3 год, що перевищує тривалість можливих пожеж всередині цього приміщення ($t \leq 2,5$ год). Ніякі зовнішні пожежі не можуть викликати впливу, що руйнує перекриття або стіни реакторного залу, але вони можуть бути причиною виникнення осередків пожежі в цьому залі за рахунок проникнення вогню по кабельних

каналах, через відкриті або тонкі металеві двері, інші прорізи в біологічному захисті.

1. Э. Л. Чехладзе и др., *Огнестойкость бетонных и железобетонных конструкций* (ХарГАЖТ, Харьков, 2000), вып. 40, 97 с.
2. СНиП 2.0304-84 *Бетонные и железобетонные конструкции, предназначенные для работы в условиях воздействия повышенных и высоких температур* (М., 1985), 53 с.
3. С. І. Азаров, В. Л. Сидоренко, Г. А. Сорокін, С. А. Єременко, Проблемы пожарной безопасности **21**, 21 (2007).
4. В. Л. Сидоренко, С. І. Азаров, Пожежна безпека **10**, 150 (2007).

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПЕРЕРАСПРЕДЕЛЕНИЯ РАДИАЦИОННЫХ ТОЧЕЧНЫХ ДЕФЕКТОВ СКОЛЬЗЯЩИМИ ДИСЛОКАЦИЯМИ

П. А. Селищев¹, В. И. Слисенко¹, Ю. И. Пархоменко²

¹Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев

²Киевский национальный университет имени Тараса Шевченко, физический факультет, Киев

Изменение механических свойств в процессе облучения, которое существенно ограничивает ресурс конструкционных материалов ядерных реакторов, тесно связано с распределением радиационных точечных дефектов [1]. Особенно опасна радиационная деградация материалов, которые находятся в напряженном состоянии [1, 2].

Приложенное к образцу напряжение вызывает скольжение дислокаций. Как показано численным моделированием в [3], ядро скользящей дислокации способно захватывать встречающиеся на ее пути точечные дефекты и увлекать их за собой. Захваченные дефекты тормозят дислокацию, и, если их число (на единицу длины дислокации) превышает критическое значение, то дислокация прекращает скольжение, но продолжает движение, посредством переползания освобождаясь от захваченных дефектов. Часть дефектов при этом она поглощает, часть оставляет. Затем вновь продолжает скольжение, увлекая новые дефекты, до следующей остановки. Таким образом, движение дислокаций перераспределяет точечные дефекты по образцу.

Поскольку скорость скольжения дислокации значительно превышает среднюю скорость диффузии как вакансий, так и междоузельных атомов [2], в кинетике накопления точечных дефектов выделено две фазы: быструю и медленную. Первая – «заметание» дефектов скользящей дислокацией: за время скольжения дислокации через образец концентрация дефектов вследствие облучения, ухода на стоки, рекомбинации и диффузии практически не меняется.

Наоборот, в интервале между пробегами дислокаций концентрация дефектов меняется только вследствие облучения, ухода на стоки, рекомбинации и диффузии. При этом генерация дефектов, их диффузия, рекомбинация и поглощение стоками описывались случайным процессом, который моделировался с помощью метода Монте-Карло. Длительность фазы релаксации равна периоду между двумя последовательными прохождением дислокаций и является функцией при-

ложенного напряжения.

Для описания распределения дефектов использовались усредненные характеристики, полученные моделированием нескольких реализаций.

Движение дислокаций существенно изменяет распределение дефектов: появляются скопления вакансий размером около 20 - 30 нм. Они имеют разную форму и образуют пространственно-периодическую решетку. Среднее количество скоплений со временем меняется немонотонно, но в целом растет.

Области кристалла вблизи границ, с которых стартуют дислокации, имеют пониженное число вакансий. Размер обедненной вакансиями области определяется расстоянием до первого перехода дислокации с режима скольжения на режим переползания, т.е. расстоянием на котором дислокация захватывает критическое число дефектов.

Полное количество вакансий в кристалле уменьшается в сравнении со случаем, когда дислокации не скользили. Это происходит благодаря тому, что дислокация, оставив после себя скопления вакансий, продолжает двигаться к границе кристалла, и если количество перемещаемых ею дефектов на границе не превышает критического значения, то все захваченные ею дефекты выносятся на поверхность и покидают кристалл.

Рассчитан поток дефектов на поверхность микрострукстуры. Установлено, что его величина связана с распределением точечных дефектов внутри микрострукстуры.

1. А. Д. Амаев, А. М. Крюков, И. М. Неклюдов и др., *Радиационная повреждаемость и работоспособность конструкционных материалов* (Политехника, С.-Петербург, 1997), 312 с.
2. Ш. Ш. Ибрагимов, В. В. Кирсанов, Ю. С. Пятилетов, *Радиационные повреждения металлов и сплавов* (Энергоатомиздат, М., 1985), 240 с.
3. А. С. Бакенов, В. В. Кирсанов, ВАНТ. Сер.: ФРП и РМ **1(38)**, 41 (1986).

КОМПЛЕКСООБРАЗОВАНИЕ И УПРОЧНЕНИЕ МЕТАЛЛОВ ПОД ОБЛУЧЕНИЕМ

П. А. Селищев, В. И. Слисенко

Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев

Одной из важнейших причин упрочнения облучаемых металлов является торможение скользящих дислокаций комплексами радиационных точечных дефектов [1, 2].

Эффект торможения дислокации для всех видов препятствий согласно с формулой Орована [1] пропорционален корню квадратному из суммы произведений их концентрации и среднего размера.

Пусть барьерами на пути скольжения дислокаций являются междоузельные комплексы, состоящие из атома примеси и нескольких междоузельных атомов. Концентрация комплексов, содержащих j междоузельных атомов (j -комплексов), - n_j , а концентрация атомов примеси - n_i .

Комплекс растет путем последовательных присоединений одного междоузельного атома, например j -й за счет присоединения междоузельного атома к $j-1$ -му (в уравнениях это описывается слагаемым $\alpha_{j-1}n_{j-1}n_i$). Если комплекс испускает междоузельный атом ($-n_j/\tau_j$) или с ним рекомбинирует вакансия ($-\gamma_j n_j n_v$), то размер комплекса уменьшается. Предполагалось, что комплексы, содержащие более m междоузельных атомов, не устойчивы и не образуются.

Вакансии и междоузельные атомы (их концентрации n_v и n_i) генерируются облучением с постоянной скоростью K , мигрируют, рекомбинируют между собой, захватываются стоками (дислокациями, границами зерен). Междоузельные атомы образуют с присутствующими в материале атомами примеси малоподвижные комплексы, а вакансии на этих комплексах рекомбинируют. Изменения концентраций дефектов и их комплексов описываются стандартными уравнениями кинетики.

Наиболее эффективно тормозят дислокацию крупные комплексы. Как показано численным моделированием [3] малые скопления точечных дефектов не останавливают скользящую дислокацию, а, наоборот, захватываются и перемещаются ею. Поэтому при изучении упрочнения наибольший интерес представляет, прежде всего, динамика изменения концентрации наиболее крупных комплексов.

В настоящей работе, исходя из системы уравнений для изменения концентраций комплексов, содержащих от одного до m междоузельных атомов, получено упрощенное уравнение для концентрации m -комплексов. Определены границы используемого приближения.

С учетом сделанных приближений, получаем систему трех замкнутых уравнений для n_m , n_i и n_v

$$\begin{aligned} \frac{dn_i}{dt} &= K - n_i/\tau_i - \gamma n_i n_v - \alpha_0 n_0 n_i + n_m/\tau_m, \\ \frac{dn_v}{dt} &= K - n_v/\tau_v - \gamma n_i n_v - \gamma_m n_m n_v, \\ \frac{dn_m}{dt} &= \alpha_{j_0-1} (n_i - n_m) n_i^{j_0} \prod_{j=1}^{j_0-1} \frac{\alpha_{j-1}}{(\gamma_j n_v + 1/\tau_j)}. \end{aligned}$$

Обратим внимание, что концентрация m -комплексов монотонно возрастает до своего стационарного и максимально возможного значения, которое равно n_i .

В этом случае для прироста предела текучести, характеризующего упрочнение материала, получаем

$$\Delta\sigma = \alpha\mu b\sqrt{n_i(m\Delta v_i)^{1/3}},$$

где Δv_i – дилатационный объем междоузельного атома; α – постоянная для данного материала величина; μ – модуль сдвига; b – вектор Бюргерса.

1. А. М. Паршин, И. М. Неклюдов, Н. В. Камышаченко, *Физика радиационных явлений и радиационное материаловедение* (Москва - С.-Петербург – Белгород, 1998), с. 90.
2. С. Е. Данилов, В. Л. Арбузов, В. В. Сагарадзе, *Тр. XVI Междунар. конф. по физике радиационных явлений и радиационному материаловедению Алушта, 2004*, (ИФТТМТ ННЦ ХФТИ, Харьков, 2004), с. 45.
3. А. С. Бакенов, В. В. Кирсанов, ВАНТ. Сер.: ФРП и РМ **1(38)**, 41 (1986).

ДЕЯКІ МЕХАНІЗМИ РУЙНУВАННЯ ПАЛИВОВІСНИХ МАТЕРІАЛІВ

І. Ю. Голіней, В. Й. Сугаков

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

У результаті аварії на 4-му блоці ЧАЕС утворилися радіоактивні лавоподібні матеріали, які руйнуються й розкришуються з часом.

У роботі [1] досліджувалися два механізми утворення напружень у лавоподібних матеріалах і показано, що напруження, зумовлені цими механізмами, досить значні, щоб призвести до зародження й розповсюдження тріщин. Один із механізмів пов'язаний із залишковими напруженнями навколо мікроскопічних включень за рахунок різниці коефіцієнтів теплового розширення, інший механізм – із поступовим окисленням лави й зміною густини матеріалу, що починається з поверхні й просувається в глибину лави з кожним роком. Розглядається модель проникнення окислювача (кисню чи води) в лаву й рух фронту окислення, оцінюються напруження, які при цьому виникають, й показано, що вони можуть перевищувати критичні напруження розтріскування лави.

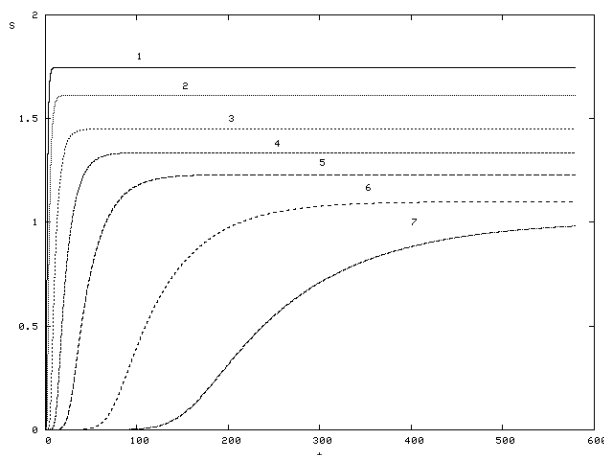


Рис. 1. Залежність нормалізованого напруження $S = \sigma/A$ на поверхні пори від часу в днях. Різні криві відповідають різним швидкостям охолодження t_0 : 1 – 10^5 с; 2 – $2 \cdot 10^5$ с; 3 – $5 \cdot 10^5$ с; 4 – 10^6 с; 5 – $2 \cdot 10^6$ с; 6 – $5 \cdot 10^6$ с; 7 – 10^7 с.

На рис. 1 зображено результати розрахунку часової динаміки утворення напружень залежно від швидкості охолодження лави. Урахування процесів релаксації зменшує оцінку величина напруження, яке, проте, залишається значним (порядку 100 МПа).

Взаємодія паливовмісної лави з атмосферою приводить до різних фізико-хімічних процесів, які можуть відігравати велику роль у руйнуванні радіоактивної лави. Відомо, наприклад, що UO_2 поступово перетворюється в найстійкішу модифікацію урану U_3O_8 . В роботі [1] побудована феноменологічна модель, що описує виникнення неоднорідності й зв'язаних із нею напружень у приповерхневій області внаслідок хімічних реакцій. При хімічній реакції, зумовленій проникненням реагенту (кисню чи води), проходить зміна хімічного складу лави, виникає нова речовина з густиною, відмінною від початкової. В цьому випадку в області, де відбувається реакція, виникають механічні напруження. Особливо значними вони можуть бути в перехідному шарі між окисленою й неокисленою частиною лави.

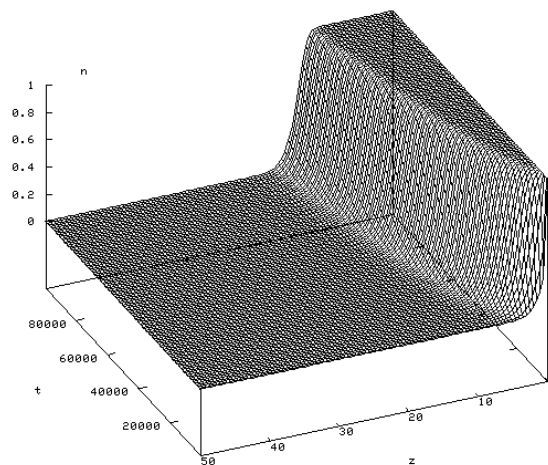


Рис. 2. Зміна профілю концентрації окислювача з часом (безрозмірні змінні).

Результати розрахунків динаміки зміни профілю наведено на рис. 2.

Оцінки величини напруження в області окисленого шару дають значення $\sigma_{x(y)z} \approx (1.6 \div 3.4)$ ГПа. Ця величина більша за критичну напруженість для скла. Таким чином, автохвиля окислення супроводжується руйнуванням матеріалу. Швидкість окислення є по суті швидкістю розтріскування.

1. І. Ю. Голіней, В. Й. Сугаков, Проблеми безпеки атомних електростанцій і Чорнобиля, **8**, 86 (2007).

ОБРАЗОВАНИЕ ОСТРОВКОВ КОНДЕНСИРОВАННЫХ ФАЗ ЭКСИТОНОВ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ КВАНТОВЫХ ЯМАХ В НЕОДНОРОДНЫХ ПОЛЯХ

В. И. Сугаков, А. А. Чернюк

Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев

Недавно были проведены интересные эксперименты [1, 2], в которых возбуждение и излучение не прямых экситонов в двойных квантовых ямах в полупроводниках на основе GaAs/AlGaAs проводилось через отверстие в металлической маске („окно”). При увеличении интенсивности накачки в излучении наблюдалась структура в виде кольца, на котором размещались яркие пятна вдоль периметра „окна”. При более высоких накачках или температурах структура исчезала и превращалась в излучение из кольца. С увеличением размера „окна” структура усложнялась.

В работах [3 - 6], обнаруженные в [1, 2] эффекты объясняются с использованием подходов, разработанных и примененных авторами в [4, 5] для описания конденсации не прямых экситонов, в частности явления разбивки излучения из кольца, расположенного вдали от лазерного пят-

на, на отдельные периодически расположенные фрагменты. Для описания экспериментально обнаруженных явлений были применены: теория спиноподобного распада в работе [3] и теория зарождения-роста в работе [6]. При этом предполагалось, что на близких расстояниях между экситонами существует притягивающее взаимодействие, приводящее к возникновению конденсированной фазы. В отличие от традиционных теорий фазовых переходов в данной задаче следует учитывать конечность времени жизни частиц, наличие накачки и внешнего неоднородного электрического поля. Промоделированные зависимости структуры от параметров системы (размеров „окна”, температуры и интенсивности накачки (рис. 1)) согласуются с экспериментальными данными [1, 2].

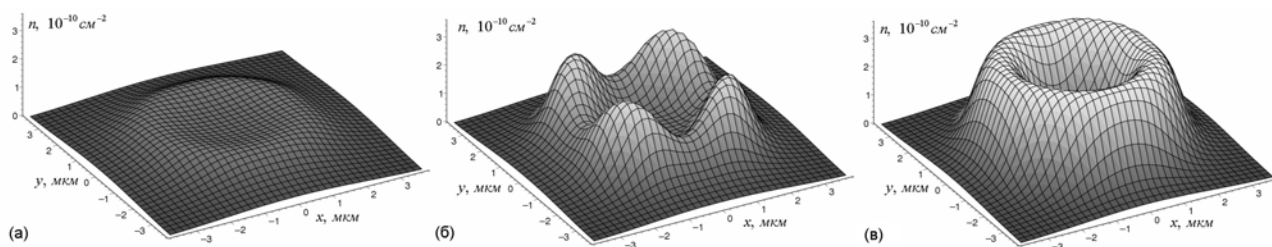


Рис. 1. Распределение плотности экситонов в плоскости квантовой ямы с увеличением накачки. Радиус отверстия в электроде 2.5 мкм, температура 6.11 К [3].

Образованная структура (формирование и размещение островков, динамика с изменением параметров) является следствием неравновесности системы, обусловленной наличием накачки и конечным значением времени жизни экситонов [3, 6].

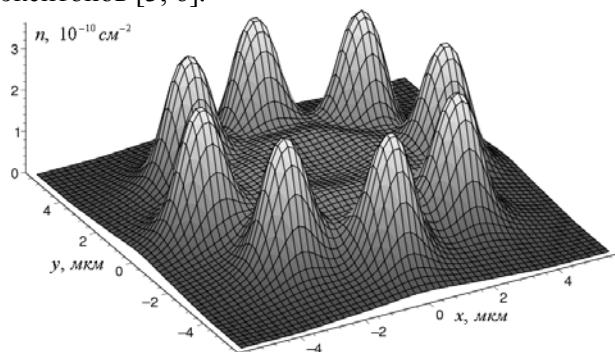


Рис. 2. Плотность экситонов при радиусе „окна”, равном 3.6 мкм, и остальных параметрах, что и на рис. 1, б. [3].

В работе получены результаты: а) при накачках, больших порогового значения, возникает конденсированная фаза экситонов в форме периодически расположенных островков, локализованных вдоль края „окна”, или сплошного кольца; б) количество островков возрастает с увеличением отверстия в электроде (рис. 2); в) с увеличением накачки или температуры отдельные островки сливаются в сплошное кольцо.

1. А. В. Горбунов, В. Б. Тимофеев, Письма в ЖЭТФ **83**, 178 (2006); УФН **176**, 652 (2006).
2. А. В. Горбунов, В. Б. Тимофеев, Письма в ЖЭТФ **84**, 390 (2006).
3. В. И. Сугаков, А. А. Чернюк, Письма в ЖЭТФ **85**, 699 (2007).
4. V. I. Sugakov, ФТТ **48**, 1868 (2006); ФНТ **32**, 1449 (2006).
5. А. А. Chernyuk and V. I. Sugakov, Phys. Rev. B **74**, 085303 (2006).
6. V. I. Sugakov, Phys. Rev. B **76**, 115303 (2007).

ANALYTIC MODEL OF HOPPING MOBILITY AT LARGE CHARGE CARRIER CONCENTRATIONS IN DISORDERED ORGANIC SEMICONDUCTORS: POLARON VERSUS BARE CHARGE CARRIERS

 I. I. Fishchuk¹, V. I. Arkhipov², A. Kadashchuk^{2,3}, P. Heremans², H. Bässler⁴
¹*Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv*
²*IMEC, Heverlee-Leuven, Belgium*
³*Institute of Physics, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv*
⁴*Institute of Physical, Nuclear and Macromolecular Chemistry and Material Science Centre, Philipps-Universität Marburg, Marburg, Germany*

Charge carrier hopping within an energetically disordered system is a commonly accepted model describing charge carrier transport in disordered organic semiconductors [1, 2]. There were already several attempts to describe charge transport at high carried densities [3, 4].

In our work, an analytical theory based on the effective medium approach is formulated to describe the charge carrier mobility as the function of the carrier concentration in a disordered organic material with a Gaussian density-of-state distribution with the width σ using jump rate expressions based on two models:

1. The Miller-Abrahams (MA) model assuming the jump rate between sites in the form

$$W_{12} = V_0 \exp \left[-\frac{|\varepsilon_2 - \varepsilon_1| + (\varepsilon_2 - \varepsilon_1)}{2k_B T} \right], \quad (1)$$

where ε_i is the energy of site i ($i = 1, 2$), V_0 is the coefficient.

2. The polaron model where W_{12} is described by the symmetrical Marcus jump rate

$$W_{12} = V_1 \exp \left(-\frac{E_a}{k_B T} \right) \exp \left(-\frac{\varepsilon_2 - \varepsilon_1}{2k_B T} \right), \quad (2)$$

where E_a is the polaron activation energy, V_1 is the coefficient. The general expression for calculation of the effective jump rate W_e is [2].

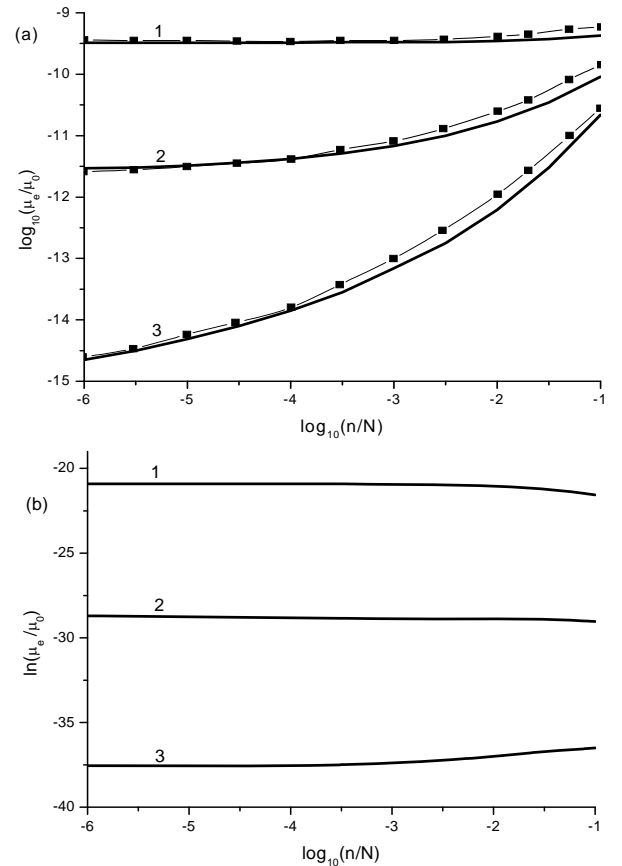
$$\left\langle \frac{W_{12} - W_e}{\frac{W_{12} + W_{21}}{2} + 2W_e} \right\rangle = 0. \quad (3)$$

Here angular brackets denote the configuration averaging over distribution of site energies. Then for the effective mobility, μ_e , we have $\mu_e = ea^2 W_e / k_B T$, where a is the average site distance.

Figure shows the charge carrier concentration dependence of μ_e / μ_0 for both models, where $\mu_0 = ea^2 V_0 / \sigma$, or $\mu_0 = ea^2 V_1 / \sigma$.

A key result of the present study is (see Figure) that a considerably weaker dependence of the mobi-

lity on the carrier concentration is found for the polaron jump rate model than for the MA model. The obtained results are in good agreement with data of computer simulation for the MA model [5] and must stimulate one simulation for the Marcus model.



Carrier concentration dependence of the charge mobility calculated within the Miller-Abrahams model and Marcus model (figures (a) and (b), respectively). Curves 1, 2, 3 correspond to $\sigma/k_B T = 2, 4, 6$. Symbols are the results of computer simulation [5].

1. H. Bässler, *Physica Status Solidi B* **175**, 15 (1993).
2. I. Fishchuk, *Philos. Mag. B* **81**, 561 (2001).
3. C. Tanase, E. J. Meijer, P. W. M. Blom, and D. M. deLeeuw, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 216601 (2003).
4. Y. Roichman, Y. Preezant, and N. Tessler, *Phys. Status Solidi A* **201**, 1246 (2004).
5. W. F. Pasveer, J. Cottaar, C. Tanase *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **94**, 206601 (2005).

**MAGNETIC FIELD DEPENDENCE OF EXCITON LINEWIDTH IN QUANTUM WELLS
MADE OF SEMIMAGNETIC SEMICONDUCTORS:
COMPARISON OF THEORY AND EXPERIMENT**

A. V. Komarov¹, V. I. Sugakov^{2,4}, G. V. Vertsimakha², W. Zaleszczyk³,
G. Karczewski³, T. Wojtowicz³

¹*Institute of Physics, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv*

²*Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv*

³*Institute of Physics, PAS, Warsaw, Poland*

The compositional and spin orientation fluctuations are always present in diluted magnetic semiconductor alloys and determine a homogeneous line broadening. It was shown that in diluted magnetic semiconductor quantum wells the exciton linewidth has to depend substantially on the external magnetic field. There is an interesting peculiarity of this dependence, namely a narrowing of some lines caused by the external magnetic field [1, 2].

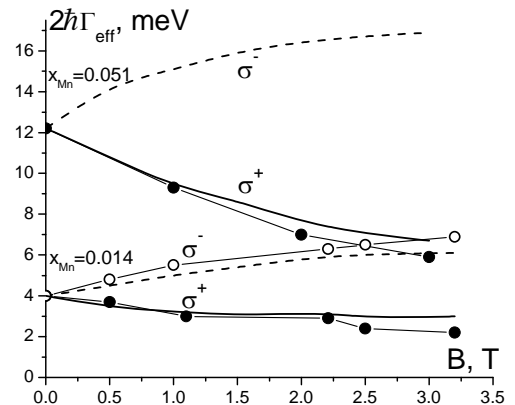
The aim of our paper is the investigation of the influence of the exciton scattering by magnetic ions on the widths of exciton line in QW structures. Magneto-optical measurements have been performed on quantum structures containing Cd_{1-x}Mn_xTe diluted magnetic semiconductor QWs with nonmagnetic Cd_{0.8}Mg_{0.2}Te barriers. Four Cd_{1-y}Mg_yTe/Cd_{1-x}Mn_xTe/Cd_{1-y}Mg_yTe QW structures with different concentration of magnetic ions in the quantum well region were grown in the Institute of Physics, PAS (Warsaw). Optical reflection spectra for the samples were measured at temperature T = 2 K in the Faraday geometry.

Excitonic reflectance spectra have been studied for the quantum wells with various concentrations of magnetic ions x. The experimental results have been compared with theoretical calculations of the exciton reflectance line shape that takes into account broadening caused by the exciton scattering on the fluctuations of both the magnetic ion content and their spin projections. To describe this fluctuation effect the perturbation Hamiltonian was introduced:

$$\Delta H = H_{\text{int}} - H_{\text{int}}^{\text{meanfield}},$$

where H_{int} is the exact Hamiltonian of the system and $H_{\text{int}}^{\text{meanfield}}$ is the Hamiltonian in the mean field approximation. For the wells under consideration this scattering in the region of only one spin subband gives a main contribution to the width of excitonic lines. The theory describes correctly the experi-

mentally observed broadening of σ^- exciton line and narrowing of σ^+ exciton line with the increasing magnetic field (see Figure).



Magnetic field dependence of the experimental and theoretical effective bandwidths for the 18 ML wide Cd_{1-x}Mn_xTe quantum well for the samples B and D. Theoretical and experimental results are shown by the thick solid curves and black circles, respectively, in the case of σ^+ components, and by the dashed curves and open circles in the case of the σ^- component.

The line narrowing is explained by the coherent summation of spin-dependent and spin-independent parts of the interaction between the exciton and the magnetic ions which is a consequence of exciton scattering within the limits of one spin subband of 1e-1hh exciton band only.

1. A. V. Komarov, S. M. Ryabchenko, V. I. Sugakov, G. V. Vertsimakha, W. Zaleszczyk, G. Karczewski, T. Wojtowicz, *J. Phys.: Condens. Matter* **18**, 7401 (2006).
2. A. V. Komarov, S. M. Ryabchenko, V. I. Sugakov, G. V. Vertsimakha, W. Zaleszczyk, G. Karczewski, T. Wojtowicz, *Тези доповідей III Української конф. з фізики напівпровідників, Україна, Одеса, 17 - 22 червня 2007 р.*, с. 80.

ПЛАНАРНІ СЕНСОРИ ДЛЯ ДОЗИМЕТРІЇ В ЗМІШАНИХ НЕЙТРОННИХ ТА ГАММА-ПОЛЯХ

І. Є. Анохін¹, О. С. Зінець¹, А. Б. Розенфельд², М. Юделєв², В. Л. Перевертайло³

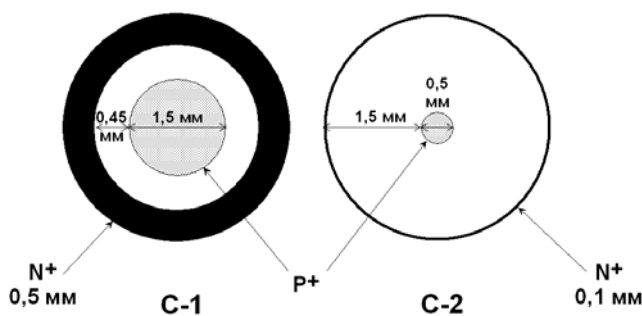
¹Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

²Центр медичної радіаційної фізики, Університет Волонгонгу, Австралія

³Інститут мікроприладів НАН України, Київ

Важливою проблемою є роздільне визначення нейтронної та гамма-компоненти в змішаних полях. *p-i-n* діод дає можливість визначати обидві компоненти за допомогою одного сенсора завдяки високій чутливості вольт-амперних характеристик (ВАХ) до іонізуючого та неіонізуючого опромінення. Доза нейтронного опромінення визначається за зсувом прямої гілки ВАХ, доза гамма-опромінення – із вимірів струму іонізації, зумовленої гамма-квантами.

Для визначення дози нейтронів було використано кругові (циліндричні) структури двох типів (див. рисунок).



Кремнієві планарні циліндричні *p-i-n* діоди.

Структури були виготовлені за планарною технологією на високоомних кремнієвих пластинах товщиною 350 мкм та опромінені швидкими нейтронами на імпульсному реакторі SPR-III в національній лабораторії Сандія США (SNL) до доз порядку 10 Гр ($2 \cdot 10^{11}$ н/см²) – структура С1, та до доз порядку 20 Гр ($4 \cdot 10^{11}$ н/см²) – структура С2.

ВАХ структур С1 та С2 можна апроксимувати формулами, які відповідають послідовному з'єднанню *p-n* переходу та області бази діоду:

$$V = \alpha \frac{kT}{e} \ln \left(\frac{I}{I_0} \right) + C_2 \sqrt{I}, \quad (1)$$

$$V = \alpha \frac{kT}{e} \ln \left(\frac{I}{I_0} \right) + IR, \quad (2)$$

де α – параметр якості діоду; k – стала Больцмана; T – температура; e – заряд електрона; I_0 – струм насичення; R – опір бази (α , I_0 та R є функціями дози опромінення).

Для структури С1 маємо випадок великого рівня інжекції (1), коли домінує залежність часу життя від дози нейтронного опромінення (аналогічно розглянутому в [1]). Для структури С2 маємо випадок, що відповідає меншому рівню інжекції (2), коли домінує залежність питомого опору від дози опромінення [2].

Для чутливості $S = \Delta V / D_n$ структури С1 маємо 3 мВ/Гр, а для структури С2 – 6 мВ/Гр при вимірювальному струмі $I = 0,03$ мА. Це узгоджується з раніш отриманими результатами для прямокутної геометрії [2].

При гамма-опроміненні при повному збиранні з області збіднення та дифузійної області густина струму іонізації

$$I_\gamma = e \dot{D}_\gamma \frac{1}{E_{pair}} (w + L_d), \quad (3)$$

де $\dot{D}_\gamma = \Phi_\gamma \alpha E_\gamma$ – потужність дози опромінення; Φ_γ – густина потоку гамма-квантів; α – коефіцієнт поглинання гамма-квантів; E_γ – енергія гамма-кванта; E_{pair} – середня енергія генерації пари електрон-дірка; w – розмір області просторового заряду; $L_d = \sqrt{D_p \tau}$ – довжина дифузії неосновних носіїв (дірок); D_p – коефіцієнт дифузії дірок; τ – час життя носіїв заряду.

Враховуючи залежність τ від ступеня радіаційного пошкодження матеріалу, отримано вирази для струму іонізації, як функції потужності гамма-дозы і дози нейтронів [3]. Вимірювання зсуву ВАХ поза полем опромінення і струму іонізації у змішаному полі дозволяють роздільно визначати дози нейтронної і гамма-компонент поля.

1. J. M. Swartz, M. O. Thurston, J. Appl. Phys. **37**, 745 (1966).
2. A. B. Rosenfeld, I. E. Anokhin, O. S. Zinets *et al.*, IEEE Trans. on Nucl. Sci. **NS-50**, 2367 (2003).
3. І. Є. Анохін, О. С. Зінець, А. Б. Розенфельд *та ін.* Ядерна фізика та енергетика **1(19)**, 103 (2007).

SHAKE-OFF FOR ELECTRONS IN METALS, CAUSED BY NUCLEAR DECAY

A. Ya. Dzyublik, V. Yu. Spivak

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

Alteration of the nuclear charge after any nuclear transformation is apprehended by surrounding electrons as a sudden perturbation of the Coulomb field, in which they move. As a consequence, the electrons, which suffered the shake-off, can fly away from the target, containing such radioactive nuclei. Kovalik et al. [1] have shown that the energy distribution of the shake-off electrons contains a peak at the energy $E \sim 1$ eV, followed by long tail in the direction of increasing energies. Up to now all the theoretical papers (see, e.g., [2]) dealt with only shake-off effect for inner electrons of isolated atoms and completely ignored the role of the environment. Besides, nobody of them tried to reproduce the shape of the peak, observed in the energy distribution.

We investigated the influence of the crystal structure on the shake-off process for electrons in metals. Special attention is paid to valent electrons, which are weakly bound (their work function A amounts several eV). According to the time-dependent perturbation theory, the transition probability from the initial state $|i\rangle$ to the final state $|f\rangle$ is inversely proportional to squared difference of their unperturbed energies. Therefore, the predominant contribution in the yield of the electrons, emitted from the metal, is provided by valent electrons. We treated the electrons of the conductivity band like a gas of free particles bound in a square potential well. Then the initial states of electrons inside the crystal are described by plane waves. The perturbation, abruptly appearing at the initial moment $t = 0$, has been taken in the form of screened Coulomb interaction of the electron with an additional point charge, which appears in the nucleus after its decay. The final electron states in the continuous spectrum are also described by plane waves. But these waves have different wave vectors inside and outside crystal. We take into account the refraction of such electron waves at the surface of the crystal and their attenuation inside the crystal due to scattering by phonons and defects. Angular dependence of the electron output from the crystal is determined by both these effects. We have shown that it has maximum at $\theta = 0$ (θ is the angle between the normal to the crystal

surface and emission direction of the electrons) while at $\theta = 90^\circ$ it vanishes.

The reason is that with increasing θ the shake-off electrons pass larger way from the radioactive ion to the surface and respectively their intensity attenuates more. In addition, the coefficient of transmission from the crystal to the vacuum decreases with growing θ .

For illustration of our results we calculated energy distributions $w(E, \theta)$, integrated over the angle θ for the shake-off electrons, ejected from a copper crystal, when the screening radius $r_0 = 1 \text{ \AA}$ and $r_0 = 2 \text{ \AA}$. In both cases the energy distribution exhibits a peak at $E \sim 1$ eV. It is interesting that the integral yield of electrons rapidly grows when r_0 increases. Namely, at $r_0 = 1 \text{ \AA}$ the average yield of electrons per one nucleus equals 1.6, whereas at $r_0 = 2 \text{ \AA}$ it is already 14.8. The number 1.6 is consistent with the experimental data of Kupryashkin et al. [3]. Moreover, we calculated the energy distribution of ejected electrons from the cobalt crystal. It beautifully coincides with that of Kovalik [1].

We analyzed also dependence of the integral electron yield on the thickness of the radioactive crystal. It is shown that it saturates when the thickness exceeds the free path of electrons inside the crystal. Numerical calculations well agree with recent experiments of Kupryashkin et al.

For the first time we investigated temperature dependence of the electron yield. It is shown that it falls down if the temperature increases, since at the same time scattering cross section of electrons by phonons in the crystal grows due to increasing number of phonons. As a result, attenuation of the electron wave grows and the number of electrons, reaching the surface, falls down.

1. A. Kovalik, V. M. Gorozhankin, Ts. Vylov *et al.*, *J. Electron Spectr. and Related Phenom.* **95**, 1 (1998).
2. J. S. Levinger, *Phys. Rev.* **90**, 11 (1953).
3. V. T. Kupryashkin, L. P. Sidorenko, A. I. Feoktistov, I. P. Shapovalova, *Izv. Rus. Acad. Nauk (ser. physics)* **67**, 1467 (2003).

INVESTIGATION OF THE DIRECT/INDIRECT EXCITON TRANSITION IN THE DOUBLE QUANTUM WELL SYSTEM BASED ON $\text{Cd}_{1-y}\text{Mg}_y\text{Te}/\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ IN APPLIED MAGNETIC FIELD

S. B. Lev, V. I. Sugakov, G. V. Vertsimakha

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

A possibility of a binding electron and hole localized in different wells was studied in [1]. The excitons with spatially separated electrons and holes in two-dimensional semiconductor structures are called indirect excitons and they recently attracted a great deal of interest [2 - 6]. A specific feature of the indirect excitons is the large lifetime caused by the spatial separation of the electron and the hole, and, as the result, a weak overlap of their wave functions. The typical method of creation of indirect excitons is based on excitation of double quantum well by the light in a presence of electric field directed along the normal to the plane of the well [3]. In the paper [6] was proposed another method of the charge separation which may be applied to semimagnetic semiconductors with a strong exchange interaction between the carriers and the localized spins of magnetic ions [5, 6]. The present article continues the paper [6]. We studied more complicated system, in which the CdTe-based system contains the Mn and Mg ions (Fig. 1). A presence of Mg impurities allows a tuning the height of the barriers and therefore the energy and to change a location of the single particle levels in the wells. Calculations show that specially chosen system parameters allow us to get a

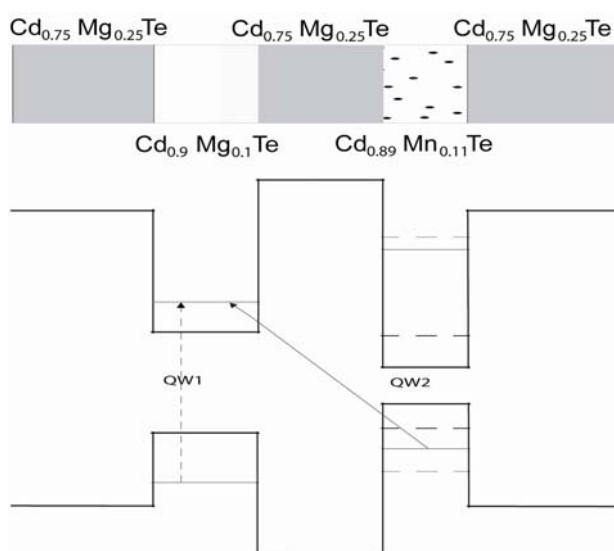


Fig. 1. Schematic diagram of the heterostructures and the band diagram of the double well structure in zero magnetic field (dashed line) and in an external magnetic field (solid line). The quantum wells are denoted as QW1 and QW2. Arrows show direct (dashed line) and indirect (solid line) exciton transition.

structure in which in applied magnetic field the long-living indirect exciton can become the lowest state (Fig. 2).

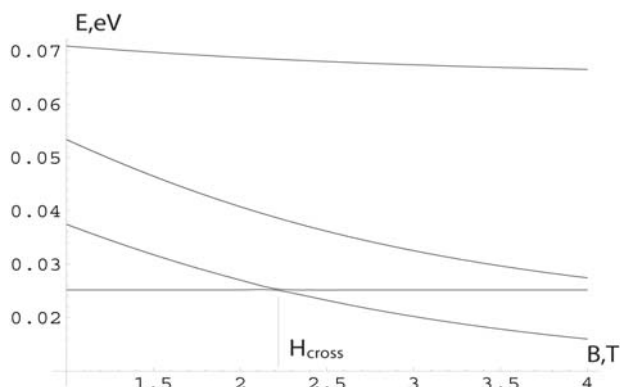


Fig. 2. Magnetic field dependence of the exciton energy.

The type of the lowest exciton state (direct or indirect) was determined by the values of coefficients $a_{ij} = \{a_{11}, a_{12}, a_{21}, a_{22}\}$ in corresponding wave function. The range of the well widths L_1 and L_2 for which the indirect exciton in the applied external magnetic field is the lowest state are shown in Fig. 3.

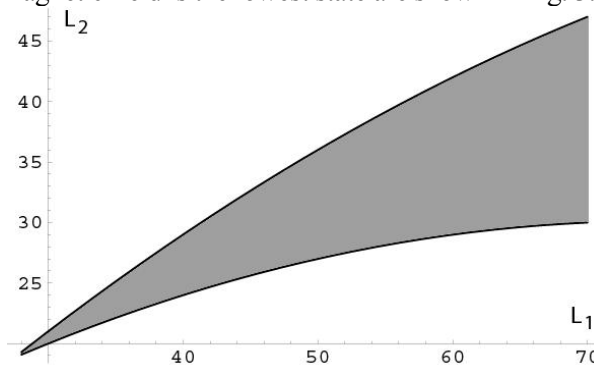


Fig. 3. The range of the well width values at which we can expect transition of the lowest energy level from the direct exciton to the indirect one. Maximal magnetic field which was taken into account is 5T.

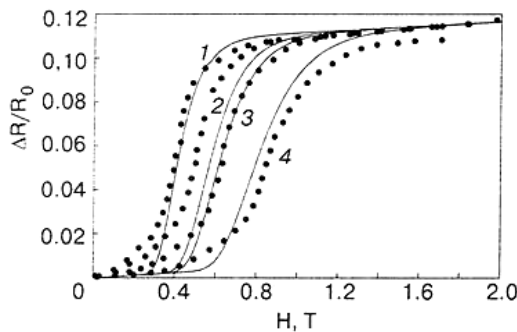
1. О. С. Зинец, В. И. Сугаков, А. Д. Супрун, ФТП **10**, 712 (1976).
2. Y. J. Chen, E. S. Koteles, B. S. Elman, C. A. Armiento, Phys. Rev. B **36**, 4562 (1987)
3. L. V. Butov and A. I. Filin, Phys. Rev. B **58**, 1980 (1998).
4. L. V. Butov, A. C. Gossard, D. S. Chemla, Nature **418**, 751 (2002).
5. D. Keller, D. R. Yakovlev, B. Konig *et al.*, Phys. Rev. B **65**, 035313 (2002).
6. S. B. Lev, V. I. Sugakov, and G. V. Vertsimakha, J. Phys.: Condens. Matter **16**, 4033 (2004).

МОДИФІКАЦІЯ ВЛАСТИВОСТЕЙ БІНАРНИХ НАПІВПРОВІДНИКІВ У РЕЗУЛЬТАТІ ОПРОМІНЕННЯ. ІНДУКОВАНА ОПРОМІНЕННЯМ НАДПРОВІДНІСТЬ

В. В. Михайловський, В. Й. Сугаков, О. М. Шевцова, П. Г. Литовченко, А. Я. Карпенко

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

У більшості бінарних напівпровідників однією з компонентів є атоми металу. Тому при акумуляції антиструктурних дефектів в певних областях кристала створюється висока концентрація атомів металу, що робить принципово можливим виникнення острівків надпровідності в даних областях. Також відомо, що відхилення від стехіометрії у твердих розчинах багатокомпонентних систем, обумовлених різноманітними технологічними процесами, може приводити до створення надпровідних областей. Особливості електропровідності та магнітних властивостей спостерігались в InAs, PbTe, PbJ₂, GaAs, де можливе випадання фаз (наприклад, Pb в PbTe та PbJ₂, Ga в GaAs) [1 - 5]. Аналогічні особливості (стрибокподібне збільшення опору на 10 - 20 % при певному значенні магнітного поля, температури, а також струму, який протікає через зразок) спостерігались також в InAs при опроміненні α -частинками з енергією 80 MeV при $T < 5K$ [6]. Для пояснення даних особливостей була використана теорія магнітоопору [7, 8].



Опір опроміненого зразка InAs залежно від магнітного поля при різних температурах: 1 – $T = 4.22$ К; 2 – $T = 3.49$ К; 3 – $T = 3.23$ К; 4 – $T = 2.02$ К. Теоретичні результати представлено суцільними лініями, штрихові лінії відображають результати експерименту. Параметри підгонки: $r_0 = 0.52$; $s = 0.2$; $P = 0.07$; $\sigma_2/\sigma_3 = 5$.

Виявлені особливості можна пояснити фазовим переходом із надпровідного стану в нормальний при умові, що опромінення InAs α -частинками обумовлює появу надпровідної фази в опроміненому зразку. Порівняння теоретичних та експериментальних залежностей опору від

магнітного поля наведено на рисунку. Видно, що запропонована теоретична модель якісно правильно описує залежність електрофізичних властивостей кристала від магнітного поля та температури [9].

На завершення сформулюємо основні висновки:

1. При опроміненні багатокомпонентних систем утворюється висока концентрація антиструктурних дефектів, що може бути причиною розшарування системи на області з різним складом атомів.

2. На основі отриманих результатів були пояснені особливості електрофізичних властивостей кристала InAs, опроміненого α -частинками, обумовлені появою надпровідних включень у місцях, де є надлишок атомів металу.

3. Проведені розрахунки магнітоопору правильно описують експеримент. Із співставлення теорії та експерименту отримано деякі параметри надпровідних областей: середнє значення радіусів включень, частину об'єму, яку займають надпровідні включення.

4. М. Г. Мильвидский, В. Б. Освенский. *Структурные дефекты в монокристаллических полупроводниках*, (Металлургия, М., 1984).
5. К. С. Russel, *Progress in Material Science*, **28**, 229 (1984).
6. Т. Т. Дедекаев, В. А. Мошников, Д. Б. Чеснокова, Д. А. Яськов, *Письма в ЖЭТФ* **6**, 1030 (1980).
7. S. Takaoka, T. Sugita, K. Murase, *JJAP, Supplement* **26**, 1345 (1987).
8. J. M. Baranowski, Z. Liliental-Weber, W.-F. Yau, E. R. Weber, *Phys. Rev. Lett.* **66**, 3079 (1991).
9. G. A. Vikhliy, A. Ya. Karpenko, P. G. Litovchenko, *Ukrainian Physical Journal* **43**, 103 (1998).
10. V. I. Sugakov, O. N. Shevtsova, *Superconductor Science and Technology* **13**, 1409 (2000).
11. V. I. Sugakov, O. N. Shevtsova, *Low Temperature Physics* **27**, 88 (2001).
12. В. В. Михайловський, В. Й. Сугаков, О. Н. Шевцова, П. Г. Литовченко, А. Я. Карпенко, Г. А. Вихлий, *Вопросы атомной науки и техники. Сер.: Физика радиационных повреждений и радиационное материаловедение* **90**, 55 (2007).

DECAY OF ISOMERS STIMULATED BY LASER RADIATION

A. Ya. Dzyublik¹, V. Méot², G. Gosselin²¹*Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv*
²*CEA/DAM Ile de France, Service de Physique Nucléaire, Bruyères-le-Châtel, France*

A theory is presented for the induced decay of nuclear isomer levels via intermediate (virtual) higher-lying levels under the influence of the optical laser radiation. The laser radiation is represented by a classical electromagnetic wave packet. We considered a bare nucleus and ignored a role of surrounding electrons. Since the wavelength of the optical laser is much larger than the nuclear size, only the electric dipole transitions in the nucleus are essential. The task is solved both in the framework of the modified perturbation theory and adiabatic approximation. In the first approach we suppose the interaction of the nucleus with laser to be a small perturbation. All the calculations are performed on the basis of the formalism of the composite Hilbert space [1]. In the second we remove this restriction and use the fact that the frequency of the optical radiation is much smaller than the transition frequency in the nucleus, so that

the external laser field can be treated as an adiabatically slow compared to nuclear transition rates. A simple expression is derived for the broadening of the isomer level caused by the laser [2].

Numerical estimations are done for the isomer level 970.17 keV with the spin $I^\pi = 23/2^-$ of the isotope ¹⁷⁷Lu. This level is coupled by E1 transitions, generated by the laser wave, to the virtual level 1352.33 keV with $I^\pi = 21/2^+$. It is shown that for a laser with power density 10^{17} W/cm² the decay rate of this isomer level is accelerated by 40 % during the laser shot.

1. A. Ya. Dzyublik, *Teor. Mat. Phys.* **102**, 120 (1992).
2. A. Ya. Dzyublik, V. Méot, and G. Gosselin, *Laser Phys.* **17**, 760 (2007).

ЕФЕКТИ РАДІАЦІЇ В ІНФРАЧЕРВОНОМУ ПОГЛИНАННІ ТА СТРУКТУРІ КРЕМНІЮ

A. A. Гроза, П. Г. Литовченко, М. І. Старчик

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

У монографії [1] систематизовано результати багаторічних досліджень оптичними та структурними методами опроміненого високоенергетичними частинками кремнію, які проводились у відділі радіаційної фізики Інституту ядерних досліджень НАН України.

Використання для опромінення електронів, протонів, нейтронів реактора та широкого діапазону величин флюенсів опромінення дало змогу авторам одержати відомості про характер утворюваних порушень у ґратці кремнію, порівняти ефективності введення різних порушень залежно від виду опромінення. Отримана інфор-

мація про перебудову радіаційних порушень, їх вплив на поведінку домішки кисню, яка суттєво позначається як на властивостях кремнію, так і на характеристиках приладів, створюваних на його основі.

Монографія розрахована на широке коло наукових працівників і фахівців з радіаційної фізики твердого тіла та напівпровідникового матеріалознавства.

1. Проект „Наукова книга“, (Наук. думка, Київ, 2006), 123 с.

СКОРОСТЬ ВВЕДЕНИЯ ДЕФЕКТОВ В ЗАВИСИМОСТИ ОТ ДОЗЫ ОБЛУЧЕНИЯ p-Si БЫСТРЫМИ НЕЙТРОНАМИ РЕАКТОРА

А. П. Долголенко, М. Д. Варенцов, Г. П. Гайдар, П. Г. Литовченко

Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев

Исследованы высокоомные образцы p-Si ($p_0 = (3,3 \pm 0,5) \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$), выращенные методом бестигельной зонной плавки, после облучения быстрыми нейтронами реактора ВВР-М при температуре 287°K на горизонтальном канале. Измерения проводимости и постоянной Холла были выполнены методом Ван дер Пау. На рис. 1 представлены температурные зависимости эффективной концентрации дырок $p_{\text{эф}}(T)$ в p-Si, облученного различными дозами.

Расчет $p_{\text{эф}}(T)$ выполнен в рамках уточненной модели кластеров дефектов [1, 2]. Показано, что среднестатистический размер кластеров равен $R_1 = 36 \text{ \AA}$. Определены скорости введения в проводящей матрице p-Si следующих уровней: $E_v + 0,42$; $E_v + 0,45$; $E_v + 0,51$ эВ. Выдержка образцов при 292 K ($t = 8 \cdot 10^6 \text{ с}$) после дозы облучения $\Phi = 5 \cdot 10^{12} \text{ н}^0 \cdot \text{см}^{-2}$ привела к отжигу этих

дефектов и также к частичному отжигу кластеров дефектов ($R_1 = 20 \text{ \AA}$) (см. рисунок, кривая 5). Таким образом, экспериментально подтверждено, что $E_v + 0,42$ эВ – акцепторный уровень межузельного атома кремния (Γ^{-0}), $E_v + 0,45$ эВ – донорный уровень димежузлия ($\text{I}_2^{0/+}$), что согласуется с предположениями [3]. На рис. 2 представлена зависимость скорости введения радиационных дефектов $\nu(t)$ от времени облучения быстрыми нейтронами при температуре 287 K.

Параметры радиационного отжига этих дефектов представлены в таблице. Уменьшение энергии активации отжига в $1,5 \div 2$ раза под облучением связано с изменением зарядового состояния межузельного типа дефектов [4].

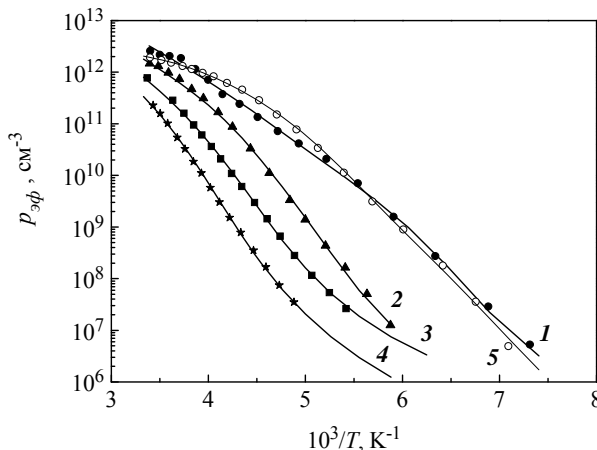


Рис. 1. Зависимости $p_{\text{эф}}(T)$ в p-Si после облучения флюенсом быстрых нейтронов: 1 – $5 \cdot 10^{12}$; 2 – $7,55 \cdot 10^{12}$; 3 – $1,0 \cdot 10^{13}$; 4 – $1,89 \cdot 10^{13} \text{ н}^0 \cdot \text{см}^{-2}$.

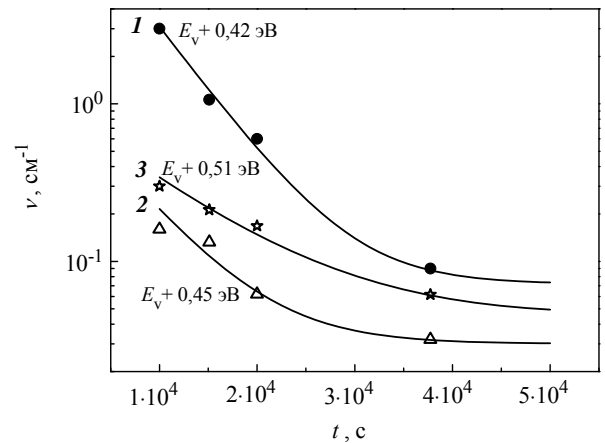


Рис. 2. Зависимость $\nu(t)$ дефектов с энергетическими уровнями $E_v + 0,42$ эВ (1), $E_v + 0,45$ эВ (2), $E_v + 0,51$ эВ (3).

Радиационный отжиг дефектов межузельного типа

Дефект	$T_{\text{отжига}}$, К	Энергия активации отжига, эВ	Частотный фактор, с^{-1}	Реакция отжига	Энергия уровня, эВ
$\Gamma^{-/}$	287	0,4	$2,0 \cdot 10^3$	$\Gamma^{-} \rightarrow \Gamma^{-}$	$E_v + 0,42$
$\text{I}_2^{0/+}$	287	0,42	$4,0 \cdot 10^3$	$\text{I}_2^{+} \rightarrow \text{I}_2^0$	$E_v + 0,45$
$\text{I}_2\text{O}_i^{0/+}$	287	0,42	$2,5 \cdot 10^3$	$\text{I}_2\text{O}_i^{+} \rightarrow \text{I}_2\text{O}_i^0$	$E_v + 0,51$

1. А. П. Долголенко, I. I. Fishchuk, Phys. Stat. Sol. (a) **67**, 407 (1981).
2. А. П. Долголенко, Phys. Stat. Sol. (a) **179**, 179 (2000).
3. А. П. Долголенко, P. G. Litovchenko, M. D. Varentsov, G. P. Gaidar, A. P. Litovchenko, Phys. Stat. Sol. (b) **243**, 1842 (2006).
4. А. П. Долголенко, М. Д. Варенцов, Г. П. Гайдар, П. Г. Литовченко, Ядерна фізика та енергетика **2** (20), 89 (2007).

РАДИАЦИОННАЯ И ТЕРМИЧЕСКАЯ СТОЙКОСТЬ КРЕМНИЯ, ЛЕГИРОВАННОГО ГЕРМАНИЕМ

М. Д. Варенцов, Г. П. Гайдар, А. П. Долголенко, П. Г. Литовченко

Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев

Исследована радиационная и термическая стойкость образцов кремния n-типа, выращенного методом Чохральского, с примесью германия ($N_{Ge} = 2 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$) и без нее после облучения быстрыми нейтронами реактора ВВР-М при температуре 287 К на горизонтальном канале. Концентрации Ge, O_i , C_s в образцах с удельным сопротивлением $\rho \sim 10 \text{ Ом}\cdot\text{см}$ измерены методом Фурье-спектроскопии.

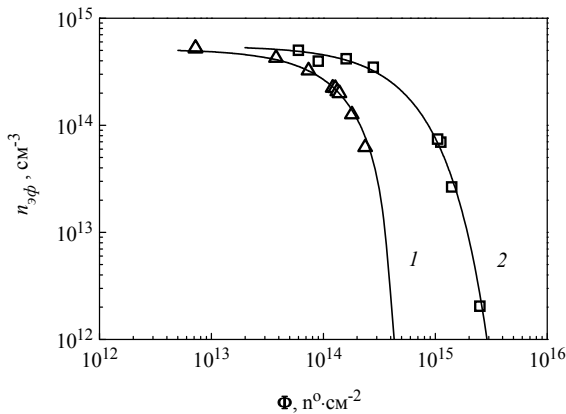


Рис. 1. Зависимость эффективной концентрации носителей ($n_{эф}$) от флюенса быстрых нейтронов реактора (Φ) при комнатной температуре в образцах кремния, выращенного методом Чохральского: 1 - n-Si без примеси германия; 2 - n-Si<Ge>; \square, Δ - экспериментальные данные; сплошные кривые - результаты расчета.

На рис. 1 сравниваются зависимости эффективных концентраций электронов в образцах кремния с Ge и без.

Расчет $n_{эф}(\Phi)$ выполнен в рамках уточненной модели кластеров дефектов [1]. Показано, что германий в кремнии выступает в роли рекомбинационных центров пар Френкеля, что приводит к уменьшению среднестатистических размеров кластеров дефектов с $R_1 = 70 \text{ \AA}$ до 40 \AA и в 10 раз меньшей скорости введения дивакансий ($E_c - 0,42 \text{ эВ}$) и тривакансий ($E_c - 0,49 \text{ эВ}$) с $\nu = 1,3 \text{ см}^{-1}$ до $\nu = 0,1 \text{ см}^{-1}$ в проводящей матрице образцов. Экспериментальные значения концентрации электронов, удаленных кластерами дефектов, были описаны уравнением химической кинетики в предположении о двух компонентах отжига. Изотермический отжиг Si<Ge> образцов после флюенса $\Phi = 1,4 \cdot 10^{14} \text{ н}^{\circ}\cdot\text{см}^{-2}$ изучался при 20, 80 и 106 °С. На рис. 2 сравниваются кривые изотермического отжига n-Si<Ge>. Определены энергии активации отжига и частотные факторы димежузлия ($E_1 = 0,74 \text{ эВ}$; $\nu_1 = 3,5 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$) и межузельного атома ($E_2 = 0,91 \text{ эВ}$; $\nu_2 = 7 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$) [2]. Отжиг мелких кластеров и рост крупных связан с генерацией вакансий с энергией миграции $E_v = 0,8 \text{ эВ}$ и частотным фактором отжига $\nu_3 = 10^7 \text{ с}^{-1}$.

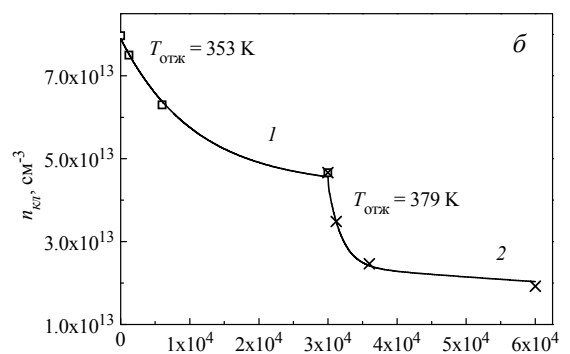
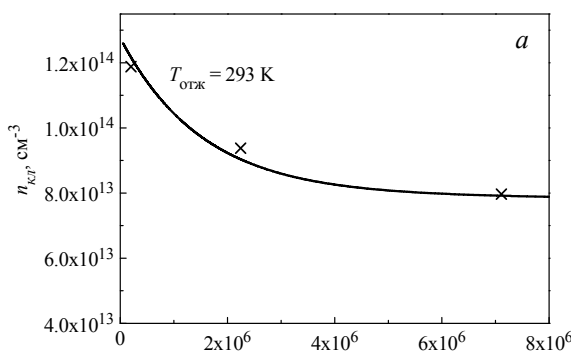


Рис. 2. Зависимости концентрации носителей, удаленных кластерами дефектов (пкл), от времени отжига (t): а - при комнатной температуре; б - при 80 °С (1) и 106 °С (2) после облучения Si<Ge> флюенсом быстрых нейтронов $1,4 \cdot 10^{14} \text{ н}^{\circ}\cdot\text{см}^{-2}$; \square, X - экспериментальные данные; сплошные кривые - результаты расчета.

1. О. П. Dolgolenko, Phys. Stat. Sol. (a) **179**, 179 (2000).
2. О. П. Dolgolenko, G. P. Gaidar, M. D. Varentsov, P. G. Litovchenko, Semicond. Phys. Quantum. Electr. & Optoelectr. **10**, 5 (2007).

СРАВНЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ИСПЫТАНИЙ ОБРАЗЦОВ-СВИДЕТЕЛЕЙ ШТАТНОГО И МОДЕРНИЗИРОВАННОГО КОМПЛЕКТА БЛОКА № 2 ЮЖНО-УКРАИНСКОЙ АЭС

**Э. У. Гриник¹, В. Н. Ревка¹, Л. И. Чирко¹,
Ю. В. Чайковский¹, В. Г. Ковыршин²**

¹*Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев*

²*Государственный научно-технический центр ЯРБ ЯРБ, Киев*

Достоверная оценка охрупчивания корпусных материалов может быть получена при наличии представительных результатов испытаний образцов-свидетелей. Учитывая недостатки штатной программы образцов-свидетелей для реакторов типа ВВЭР-1000, существуют сомнения относительно достоверности данных по механическим испытаниям. Для решения этой проблемы в некоторых случаях используются модернизированные комплекты образцов-свидетелей, а также методика реконструирования новых образцов из фрагментов испытанных образцов типа Шарпи без и с усталостной трещиной.

В работе представлены данные по радиационному охрупчиванию корпусных материалов реактора типа ВВЭР-1000 энергоблока ЮУАЭС-

2, полученные при испытании штатных и реконструированных образцов-свидетелей, а также образцов из модернизированных контейнерных сборок. На основании проведенного анализа можно сделать следующие выводы. Испытания образцов из модернизированных контейнерных сборок, а также применение методики реконструкции подтверждают данные по охрупчиванию, полученные в рамках штатной программы образцов-свидетелей для блока ЮУАЭС-2. Результаты ударных испытаний штатных образцов-свидетелей корректно характеризуют сдвиг критической температуры хрупкости и могут быть использованы для оценки степени охрупчивания корпусных материалов энергоблока ЮУАЭС-2.

**К ОЦЕНКЕ ОХРУПЧИВАНИЯ КР ВВЭР-1000
ПО СТАНДАРТНОЙ СХЕМЕ ОБРАЗЦОВ-СВИДЕТЕЛЕЙ**

В. Н. Васильченко¹, В. Г. Ковыршин¹, Э. У. Гриник², В. Н. Ревка²

¹*ГП ГНТЦ ЯРБ, Киев*

²*Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев*

Проведена дополнительная оценка и анализ уровня материалов ряда украинских корпусов реакторов типа ВВЭР-1000 по стандартной (штатной) программе облучения и исследования образцов-свидетелей. Представлены новые данные по анализу полученных результатов испытаний образцов на ударную вязкость и сравнение их с данными, представленными в отчетах РНЦ "Курчатовский институт" с использованием методики реконструкции образцов-свидетелей.

В работе показано, что результаты испытаний образцов-свидетелей по стандартной (с отклоне-

ниями в группе из 12 образцов по флюенсу выше нормативного $\pm 15\%$) могут быть использованы для оценки состояния материалов и предварительного обоснования работоспособности корпуса реактора до получения уточненных данных по охрупчиванию с помощью реконструированных образцов.

Разработаны выводы и рекомендации, которые предназначены для практического использования эксплуатирующими организациями и органом государственного регулирования ЯРБ Украины.

ПРЕЦЕСІЯ ПРОЛІТНИХ ЧАСТИНОК У ТОКАМАКАХ

О. С. Бурдо, Я. І. Колесниченко, Ю. В. Яковенко

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

Тороїдальна прецесія в осесиметричній тороїдальній плазмі є баунс-усередненим дрейфовим рухом у тороїдальному напрямку. Вона може сильно впливати як на утримання частинок, так і на стійкість плазми. Оскільки прецесія пов'язана з тороїдальним дрейфом, вона особливо яскраво виявляється в енергійних частинках. Тороїдальна прецесія захоплених частинок вивчена достатньо добре [1]. Прецесія ж пролітних частинок досліджена набагато менше, особливо в плазмі з високим бета-відношенням локального тиску плазми до тиску магнітного поля на осі. Найбільш детально прецесія пролітних частинок вивчена у роботі [2], де отримані та проаналізовані вирази для її частоти. Було знайдено, що ключовими параметрами, що визначають величину та напрямок швидкості прецесії, є еліптичність (втягнутість) плазми, величини та профілі запасу стійкості й бета. Але теорія побудована лише для частинок з тонкими орбітами у токамаках з круглим перерізом; у токамаках з некруглим перерізом теорія існує лише для безширових конфігурацій. Зазначені обставини спонукали до виконання цієї роботи, метою якої є перевірка теоретичних передбачень та дослідження прецесії в токамаках з некруглим перерізом при наявності швиру магнітного поля. Вивчення прецесії проведено чисельним методом з використанням коду GYROXY [3].

Установлено, що результати моделювання поведінки пролітних частинок цілком задовільно узгоджуються з передбаченнями теорії як (а) для конфігурацій з круглим перерізом та широм, так і (б) для безширових витягнутих конфігурацій.

Для конфігурацій з витягнутим перерізом при наявності швиру знайдено, що зростання швиру збільшує прецесію (це притаманно випадку (а)), а збільшення витягнутості прецесію зменшує (як і у випадку (б)). Цей факт проілюстрований за допомогою рис. 1 і 2, де наведено залежності знерозміреної частоти $\xi = \omega_D R_0^2 \omega_{B0} / v^2$ прецесії від швиру для конфігурацій різної витягнутості (ω_D - частота прецесії, R_0 - великий радіус тора, v - швидкість частинки, ω_{B0} - гірочастота).

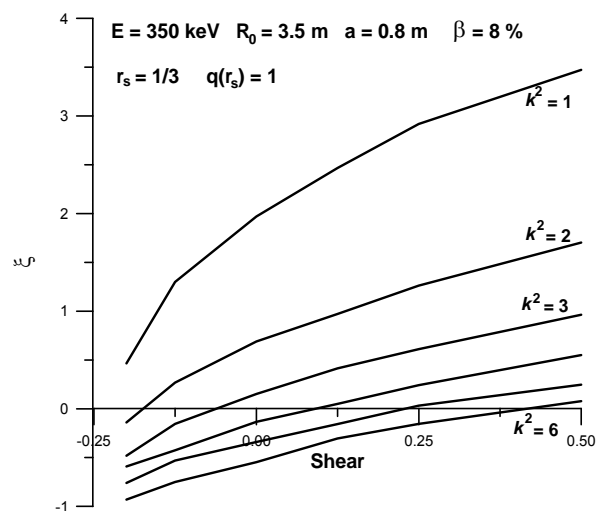


Рис. 1. Залежність прецесії частинок, інжекттованих у напрямку магнітного поля, від швиру для конфігурацій з різною витягнутістю k .

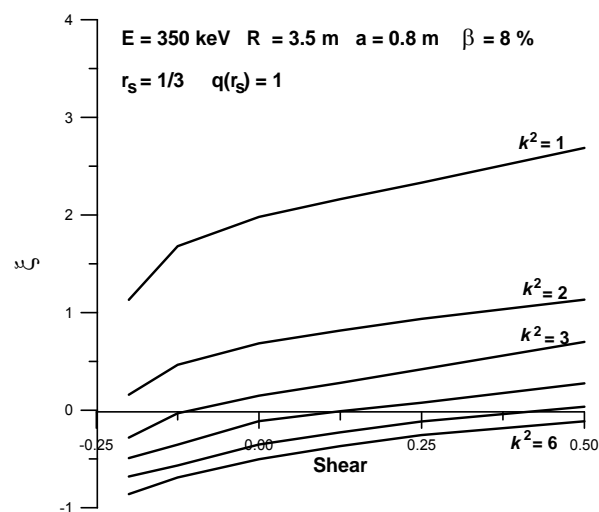


Рис. 2. Теж саме, що і на рис. 1, але для частинок, інжекттованих у напрямку проти магнітного поля.

1. А. А. Галеев, Р. З. Сагдеев, *Вопросы теории плазмы*, (Атомиздат, М., 1973), 7, с. 205 - 273.
2. Ya. I. Kolesnichenko, R. B. White, and Yu. V. Yakovenko, *Phys. Plasmas* **10**, 1449 (2003).
3. M. H. Redi *et al.*, *Proc. 29-th EPS Conf. Montreux, 2002, Plasma Physics and Controlled Fusion*, *Europhys. Conf. Abstr.* **26B**, (2002).

ВПЛИВ РАДІАЛЬНОГО ЕЛЕКТРИЧНОГО ПОЛЯ НА УТРИМАННЯ ШВИДКИХ ІОНІВ В ОПТИМІЗОВАНИХ СТЕЛАРАТОРАХ

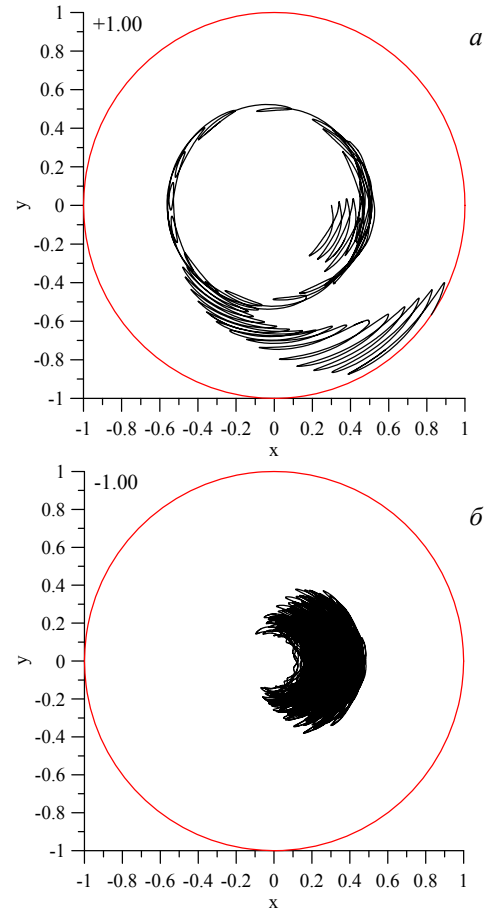
В. В. Луценко¹, Я. І. Колесниченко¹, А. Веллер², А. Вернер², Х. Вобіг², А. В. Тихий¹

¹Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ
²Інститут фізики Макса Планка, Грайсвальд, Німеччина

Радіальне електричне поле E_r із скалярним потенціалом $\Phi \sim T/e$ (T – температура плазми, e – заряд електрона) чи навіть більше зазвичай присутнє в тороїдальній плазмі. Метою цієї роботи є вивчення впливу цього поля на утримання швидких іонів в оптимізованих стелараторах лінії Вендельштайн, перш за все у стелараторі W7-X. Розглянуто дві можливі конфігурації W7-X. По-перше, розглянуто загальноприйнятну конфігурацію, що забезпечує утримання локально захоплених частинок [1], але в якій можуть мати місце значні втрати перехідних частинок унаслідок стохастичної дифузії [2]. По-друге, розглянуто к-оптимізовану конфігурацію, в якій сепаратриси між локально захопленими частинками та локально пролітними частинками є замкненими всередині об'єму плазми для більшості перехідних частинок [3]. Згідно з [3], у такій конфігурації втрати перехідних частинок мають бути мінімізовані. Проте це твердження в [3] ґрунтувалися лише на простих якісних міркуваннях. Тому потрібно було проведення чисельного моделювання руху перехідних частинок. Перші кроки в цьому напрямку було зроблено в цій роботі. Для вивчення утримання частинок використовувався код ведучого центру ORBIS (ORBITS in Stellarators) [4]. Якісний аналіз виконано на основі баунс-усереднених рівнянь руху частинки.

Отримано такі результати. (а) Показано, що від'ємне електричне поле покращує, а додатне – погіршує утримання як локалізованих, так і перехідних частинок, див. рисунок. Від'ємне поле може відігравати роль транспортного бар'єра. (б) Показано, що при $E_r > 0$ існує резонансна частота обертання популяції локально захоплених швидких іонів, при якій ці іони швидко втрачаються. Резонансна частота залежить від енергії частинок, а резонанс є доволі широким. Тому знайдений резонанс може приводити до значних втрат частинок у певному діапазоні енергій. (в) З'ясовано фізичний механізм впливу електричного поля на утримання частинок: прецесія, пов'язана з E_r , змінює як контури поздовжнього інваріанту руху локалізованих частинок, так і сепаратриси перехідних частинок. (г) Шляхом чисельного моделювання продемонстровано покращання утримання перехідних частинок в к-оптимізованій конфігурації стеларато-

ра W7-X як при наявності від'ємного електричного поля, так і у його відсутності.



Вплив електричного поля на рух «перехідного» протона з енергією 20 кеВ у полоїдальному перерізі к-оптимізованої стандартної конфігурації W7-X ($\beta_0 = 0.094$ та дзеркальна гармоніка $\epsilon_m = 0.03x^2$): а – додатне електричне поле; б – від'ємне електричне поле. Частинка швидко ($t \approx 0.0015$ с) іде з плазми під впливом додатного електричного поля та утримується при від'ємному електричному полі (розрахунки проводились до $t \approx 0.02$ с).

1. W. Lotz, P. Merkel, J. Nührenberg, E. Strumberger, Plasma Phys. Contr. Fus. **34**, 1037 (1992).
2. C. D. Beidler, Ya. I. Kolesnichenko, V. S. Marchenko *et al.*, Phys. Plasmas **8**, 2731 (2001).
3. A. V. Tykhyy, Ya. I. Kolesnichenko, Yu. V. Yakovenko, A. Weller, A. Werner, Plasma Phys. Contr. Fusion, **49**, 703 (2007).
4. Ya. I. Kolesnichenko, V. V. Lutsenko, A. V. Tykhyy, A. Weller *et al.*, Phys. Plasmas **13**, 072504 (2006).

МОДЕЛЮВАННЯ ГАММА- ТА НЕЙТРОННОЇ ДІАГНОСТИК ШВИДКИХ ІОНІВ НА JET ТА ПРОГНОЗИ ДЛЯ ITER

В. О. Яворський^{1,2}, В. Я. Голобородько^{1,2}, Л. Г. Еріксон³, В. Кіптілій⁴, С. М. Резник¹,
К. Шопф², С. Шаратов³ та співробітники JET-EFDA⁵

¹Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

²Інститут теоретичної фізики Інсбрукського університету, Інсбрук, Австрія

³Асоціація EURATOM-CEA, CEA/DSM/DRFC, CEA-Кадараш, Франція

⁴Калемський Науковий Центр, Абінгдон, Великобританія

⁵Дивись: Appendix of M.L. Watkins et al., Fusion Energy 2006
(Proc. 21st Int. Conf. Chengdu, 2006) IAEA, Vienna (2006)

Гамма- та нейтронне випромінювання із плазми JET є вагомим джерелом інформації про поведінку швидких іонів як в плазмі сучасних токамаків [1 - 3], так і в майбутніх токамаках-реакторах типу ITER. Зокрема, гамма-випромінювання від ядерних реакцій альфа-частинок та іонів домішкового берилію в трейс-тригієвих експериментах (TTE) на JET дають можливість дослідити еволюцію альфа-частинок у діапазоні енергій ~ 1 MeV, тоді як багатоканальні вимірювання емісії DT нейтронів характеризують функцію розподілу тритонів інжекції [4]. Слід зазначити, що інтерпретація експериментальних даних гамма- та нейтронної емісії вимагає детального кінетичного моделювання іонів інжекції та альфа-частинок DT синтезу.

У даній роботі представлено результати фокер-планківських розрахунків стаціонарних функцій розподілів альфа-частинок DT синтезу та іонів інжекції в TTE експериментах на JET та для базових сценаріїв в ITER [5]. Особлива увага

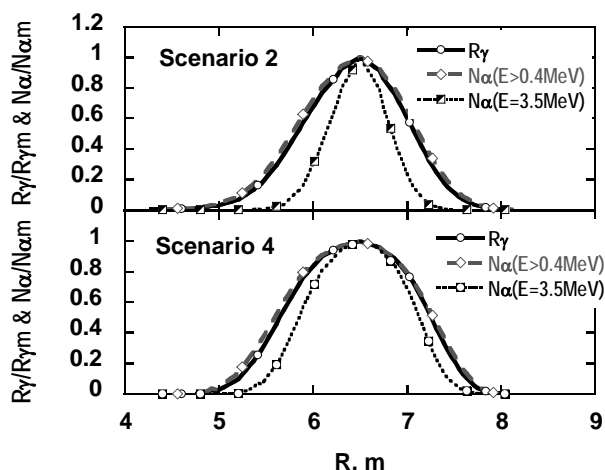
сунок), що дає змогу отримати базу даних, необхідних для розробки діагностик альфа-частинок DT синтезу та іонів інжекції, основаних на аналізі випромінювання гамма-променів, нейтронів та нейтральних атомів дейтерію з плазми токамака-реактора.

На завершення сформулюємо основні висновки:

1. Моделювання іонів інжекції та альфа-частинок DT синтезу в JET та ITER продемонструвало чутливість функції розподілів швидких іонів до сценаріїв токамака-реактора та підтвердило перспективність гамма-діагностик, що базуються на ядерних реакціях таких іонів з іонами домішок берилію та вуглецю. Зокрема, вимірювання просторових розподілів та часової еволюції гамма-емісії дає змогу зробити висновки про функцію розподілу, швидкість гальмування та втрати іонів з високими енергіями.

2. Продемонстровано потенціал прямої гамма-діагностики іонів інжекції в ITER за допомогою багатоканальних вимірювань похідальних розподілів та вимірювань часової еволюції гамма-випромінювання, породженого інжекованими іонами.

3. Багатоканальна нейтронна діагностика може бути використана для вимірювання просторового розподілу джерела синтезу, а також для інформації про функцію розподілу NBI іонів у випадку домінуючого вкладу в нейтронну емісію реакцій синтезу інжекованих іонів з іонами основної плазми.



Розраховані нормалізовані профілі інтенсивності гамма-випромінювання від реакції ${}^9\text{Be}(\alpha, n\gamma){}^{12}\text{C}$ порівняно з густинами частково термалізованих альфа-частинок $N_\alpha(E > 0.4 \text{ MeV})$ та $N_\alpha(E = 3.5 \text{ MeV})$ в ITER при густині берилію $n_{\text{Be}} = 2.5 \% n_e$ [6].

приділена вивченню похідальних розподілів швидких іонів у різних сценаріях ITER (див. ри-

1. V. G. Kiptily *et al.*, Phys. Rev. Lett. **93**, 115001 (2004).
2. D. Stork *et al.*, Nucl. Fusion, **45**, S181 (2005).
3. V. Yavorskij *et al.*, 21-st IAEA FEC, Chengdu, 2006, paper TH/P6-7.
4. V. Yavorskij *et al.*, 31-st EPS Plasma Physics Conference, 2004, paper P1-157.
5. A. R. Polevoi *et al.*, J. Plasma Fusion Res. SERIES, **5**, 82 (2002).
6. V. Yavorskij *et al.*, 9-th IAEA TM on Energetic Particles, Closter Seon, 2007, paper OT11.

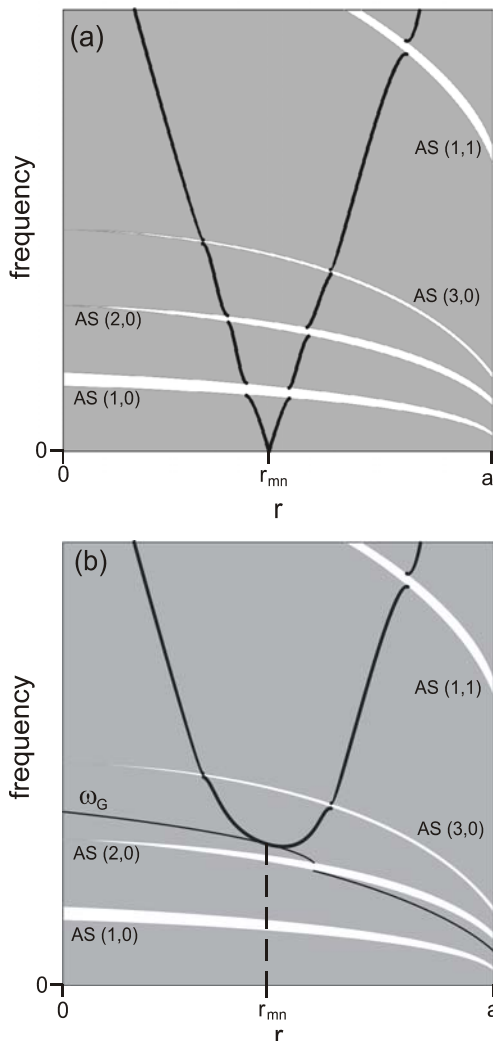
CONVENTIONAL AND NON-CONVENTIONAL GLOBAL ALFVÉN EIGENMODES IN STELLARATORS

Ya. I. Kolesnichenko¹, V. V. Lutsenko¹, A. Weller², A. Werner², Yu. V. Yakovenko¹, J. Geiger², O. P. Fesenyuk¹

¹Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv
²Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, Greifswald, Germany

Conditions of the existence of the Global Alfvén Eigenmodes (GAE) and the Non-conventional

Global Alfvén Eigenmodes (NGAE) predicted for stellarators in [1] have been obtained. It is found that they depend on the nature of the rotational transform and that three conditions for the NGAE can be most easily satisfied in currentless stellarators. It is shown that the plasma compressibility may play an important role for the modes with the frequency about or less than that of the Toroidicity-induced Alfvén Eigenmodes (TAE). It is found that features of the Alfvén continuum in the vicinity of the $k_{\parallel} = 0$ radius (k_{\parallel} is the longitudinal wave number) can be very different, depending on the parameter S , which we refer to as “the sound parameter” (see Figure). In particular, it turns out that two stellarators of the Wendelstein line, Wendelstein 7-AS (W7-AS) and Wendelstein 7-X (W7-X) [2], are characterized by $S > 1$ and $S < 1$, respectively; therefore, the low-frequency parts of the Alfvén continua in these devices are quite different. Specific calculations modeling low-frequency Alfvén instabilities in the stellarator Wendelstein 7-AS [3] are carried out, which are in reasonable agreement with the observations. It is emphasized that experimental data on low-frequency Alfvénic activity can be used for the reconstruction of the profile of the rotational transform. The mentioned results are obtained with the use of the equations derived in this paper for the GAE/NGAE modes and of the codes COBRAS and BOA-fe.



Sketch of the Alfvén continuum branch with the poloidal and toroidal mode numbers m and n , respectively, for a realistic Fourier spectrum of B_0 and monotonically decreasing plasma temperature: (a) $S \gg 1$ (W7-X case); (b) $S \ll 1$ (W7-AS case). Notations: gray, continuum (Alfvén and sound) region; white, Alfvén-sound gaps; r_{mn} is the radius where the rotational transform is n/m ; $AS(\mu, \nu)$ are the Alfvén-sound gaps caused by the Fourier harmonics of the magnetic field with the numbers μ and ν ; a is the minor radius of the plasma. Details of the Alfvén branch in the vicinities of sound branches are not shown.

This work was carried out in 2007; it has already been published in Phys. Plasmas **14**, 102504 (2007).

1. Ya. I. Kolesnichenko *et al.*, Phys. Rev. Lett. **94**, 165004 (2005).
2. G. Grieger *et al.*, Phys. Fluids B **4**, 2081 (1992).
3. A. Weller *et al.*, Phys. Plasmas **8**, 931 (2001).

EFFECT OF THE THREE-DIMENSIONALITY OF THE MAGNETIC GEOMETRY ON ALFVÉN INSTABILITIES IN STELLARATORS

Yu. V. Yakovenko¹, A. Weller², A. Werner², S. Zegenhagen²,
O. P. Fesenyuk¹, Ya. I. Kolesnichenko¹

¹*Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv*

²*Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, Greifswald, Germany*

The Alfvén eigenmodes (AE) in tokamaks and stellarators are of interest because of their ability to be destabilized by fast ions. The resulting instabilities may be harmful, causing fast ion losses. On the other hand, they can be utilized for plasma diagnostics. The AEs in stellarators are more diverse than those in tokamaks. Due to the lack of axial symmetry, new gaps appear in the Alfvén continuum, with new types of eigenmodes (the so-called Mirror-induced and Helicity-induced Alfvén Eigenmodes, MAE and HAE) residing in these gaps [1–3]. The aim of this work is to demonstrate that the effect of the three-dimensionality of the magnetic configuration on AEs is more profound, being not restricted to the multiplication of the continuum gaps. For our consideration we employ the ballooning formalism [4], taking advantage of its ability to cope with the complicated structure of both magnetic configuration and the perturbation.

It turns out [5] that the interference of different harmonics of the magnetic configuration with sufficiently close periods along the magnetic field lines results in trapping of AEs in the corresponding frequency range in certain parts of the plasma cross section. The trapping is a typical phenomenon in the frequency range of the MAE and HAE modes, where the oscillations are typically localized at the inner circumference of the plasma torus. Experimental observations of Alfvénic activity in the W7-AS stellarator were presented in [5], which showed that Mirnov signals corresponding to some instabilities in the mentioned frequency range exhibit signs of such localization.

In this work, in order to study the spatial structure of the gap eigenmodes in stellarators, the so-called quantization [4, 6] of solutions obtained for such modes with the use of the ballooning formalism is generalized and applied to ideal Toroidicity-induced Alfvén Eigenmodes (TAE). The spectral properties of the TAE-modes turn out to be surprisingly similar to that of the ballooning modes [4, 7]. Namely, there is some essential spectrum (infinitely degenerate points and/or accumulation points) in the

TAE-mode spectrum of an axisymmetric plasma. These accumulation points are the TAE-mode frequencies calculated in the local approximation. A break of axial symmetry mixes up, at least, high- n eigenmodes sufficiently close in frequency to an accumulation point, producing a narrow continuum band.

There is no reason to believe that the quantization properties of the other gap AEs differ from those of the TAE-modes. Hence, all high- n gap Alfvén eigenmodes are continua in the framework of the adopted ideal-MHD plasma model. As singular wave functions are unphysical, this implies that the structure of high- n gap Alfvén eigenmodes is determined by some factors beyond the adopted model, such as finite Larmor radius effects, dissipation, fast-ion drive, and plasma rotation. It is worth checking if unusual modes tending to localization on separate field lines can appear when the mentioned factors are weak.

This work was presented as an invited oral talk at the 10th IAEA Technical Meeting on Energetic Particles in Magnetic Confinement Systems, Kloster Seeon, Germany, October 2007; it has been submitted to Nuclear Fusion for publication in the special issue devoted to the mentioned technical meeting.

1. N. Nakajima, C. Z. Cheng, and M. Okamoto, *Phys. Fluids B* **4**, 1115 (1992).
2. Ya. I. Kolesnichenko *et al.*, *Phys. Plasmas* **8**, 491 (2001).
3. C. Nührenberg, *ISSP-19 "Piero Caldirola", Theory of Fusion Plasmas*, edited by J. W. Connor, O. Sauter, and E. Sindoni (Editrice Compositori – Società Italiana di Fisica, Bologna, 2000), p. 313.
4. R. L. Dewar and A. H. Glasser, *Phys. Fluids* **26**, 3038 (1983).
5. Yu. V. Yakovenko *et al.*, *Plasma Phys. Control. Fusion* **49**, 535 (2007).
6. F. Zonca and L. Chen, *Phys. Fluids B* **5**, 3668 (1993).
7. E. Hameiri and P. Laurence, *J. Math. Phys.* **25**, 396 (1984).

EFFECTS OF TANGENTIAL NEUTRAL BEAM INJECTION ON THE INTERNAL KINK AND QUASI-INTERCHANGE MODES

V. S. Marchenko¹, O. S. Burdo¹, Ya. I. Kolesnichenko¹, V. V. Lutsenko¹, R. B. White²

¹Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv

²Princeton Plasma Physics Laboratory, Princeton, USA

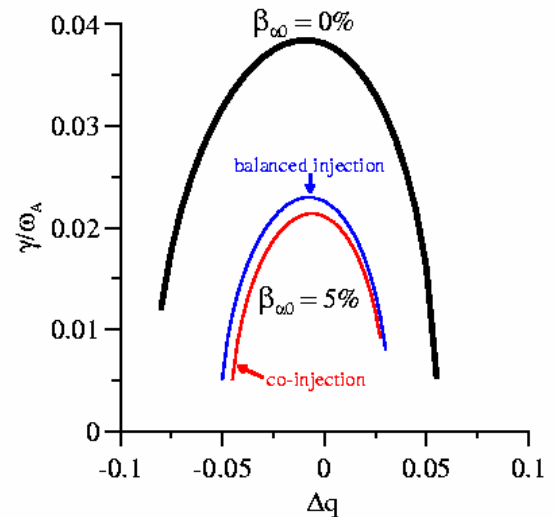
It is known since the experiments on JET in 1988 that the trapped energetic ions can stabilize sawtooth oscillations [1]. More than 10 years later experiments on JT-60U have shown that the circulating particles can stabilize sawteeth, too [2].

The purpose of this work is to consider physical mechanisms responsible for the stabilization of sawtooth oscillations by the circulating energetic ions. Two cases are considered. First, when the magnetic shear in the plasma core is sufficiently large, so that $1 - q_0 \gg \varepsilon_s$ (q_0 the on-axis safety factor, ε_s the inverse aspect ratio at the $q = 1$ surface), in which case sawtooth crashes are associated with the internal kink mode. Second, a plasma with shear-less core surrounded with the region with large shear. Such a plasma is prone to the quasi-interchange mode. The second case is typical for spherical tori and will take place in the “hybrid” ITER operation scenario.

The work includes an overview of relevant publications on this topic [3 - 7] and new results.

In particular, an important role of the fast ion precession in determining the stability of both ideal and reconnecting kinks is emphasized. Because the precession of well-circulating ions is very sensitive to various factors, it is calculated numerically for a realistic geometry. In addition, a new kinetic term is found, which was missing in previous theories. This term is stabilizing (destabilizing) for the counter- (co-) injection.

For the shear-less core plasmas, margins of stability of the quasi-interchange mode in the absence of the energetic ions have been found in Refs. [8, 9]. In the present work, the stability of the quasi-interchange mode in the presence of the circulating energetic ions is investigated self-consistently, without *a priori* assumption that the eigenfunction of the $m=1$ radial displacement has the “top hat” structure. In this regime kinetic contribution from energetic ions is much smaller than fluid one. The latter includes stabilizing contribution to toroidal coupling between $m=1$ and $m=2$ poloidal harmonics and the finite-orbit-width term, which depends on the direction of injection. Efficient stabilization of the quasi-interchange mode is found for the balanced and co-injection (see Figure), while the counter-injection is slightly destabilizing. It is also demonstrated that the



Growth rate of the quasi-interchange mode instability versus $\Delta q \equiv q_0 - 1$ without tangential neutral beam injection (upper curve), during balanced neutral beam injection (middle curve), and during injection in the direction of the plasma current (lowest curve). β_{ω_0} is the fast ion pressure on the magnetic axis normalized to the magnetic field pressure.

energetic ions may considerably change the radial structure of the mode.

1. D. J. Campbell, D. F. H. Start, J. Wesson *et al.*, Phys. Rev. Lett. **60**, 2148 (1988).
2. G. J. Kramer, M. Iwase, Y. Kusama *et al.*, Nucl. Fusion **40**, 1383 (2000).
3. S. Wang, T. Ozeki, and K. Tobita, Phys. Rev. Lett. **88**, 105004 (2002).
4. J. P. Graves, Phys. Rev. Lett. **92**, 185003 (2004).
5. Ya. I. Kolesnichenko, V. S. Marchenko, R. B. White, Phys. Plasmas **12**, 022501 (2005). J. P. Graves, Phys. Plasmas **12**, 090908 (2005).
6. Ya. I. Kolesnichenko, V. V. Lutsenko, V. S. Marchenko *et al.*, 13-th ICPP, Kyiv, 2006, Plasma Phys. Control. Fusion **49**, A159 (2007).
7. R. J. Hastie and T. C. Hender, Nucl. Fusion **28**, 585 (1988).
8. F. L. Waelbroeck and R.D. Hazeltine, Phys. Fluids **31**, 1217 (1988).

ВПЛИВ ГОФРИРОВКИ МАГНІТНОГО ПОЛЯ НА УТРИМАННЯ NVI ДЕЙТРОНІВ НА ЖЕТ

**В. О. Яворський^{1,2}, М. Чеконелло^{3,4}, В. Я. Голобородько^{1,2}, М. Сантала⁵, В. Кіптілій³,
А. Коротков³, М. Брікс³, К. Чалліс³, С. Герасимов³, Н. Хоукс³, В. Парайл³, С. М. Резник¹,
К. Шопф², С. Шарапов³, Е. Суррей³, П.-де-Вріз³ та співробітники ЖЕТ-EFDA⁵**

¹Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

²Інститут теоретичної фізики Інсбрукського університету, Інсбрук, Австрія

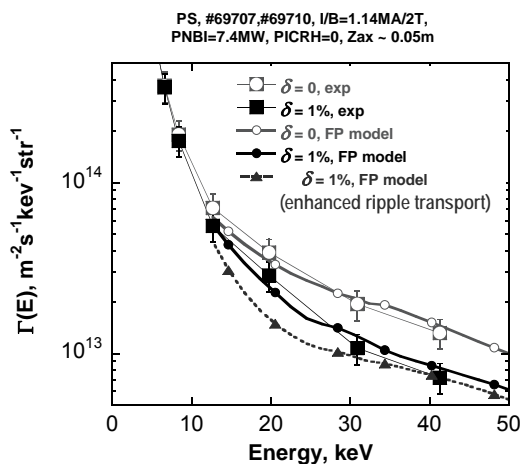
³Калемський Науковий Центр, Абінгдон, Великобританія

⁴Королівський технологічний інститут, Стокгольм, Швеція

⁵Хельсінкський технологічний університет, Хельсінкі, Фінляндія

⁶*S Divisy: Appendix of M.L. Watkins et al., Fusion Energy 2006
(Proc. 21st Int. Conf. Chengdu, 2006) IAEA, Vienna (2006)*

У даній роботі представлено результати дослідження впливу гофрировки тороїдальної компоненти магнітного поля (TF) на утримання дейтронів інжекції в нещодавніх експериментах на ЖЕТ, в яких досліджувався ефект додаткової гофрировочної гармоніки з $N = 16$ на характеристики плазми з ELM активністю в H-моді [1]. Дія підсиленої гофрировки досліджувалась за допомогою аналізатора нейтральних частинок в енергетичному діапазоні 5 - 40 кеВ аналізуючи потоки нейтрального дейтерію (D^0), що формується внаслідок перезарядки та рекомбінації іонів дейтерію з надтепловими енергіями [2]. Унаслідок характерної орієнтації лінії спостереження аналізатора потік, що спостерігався, формується в основному за рахунок перезарядки іонів дейтерію з $V_{||} \approx 0$ в околі екваторіальної площини та характеризує іони, що зазнають найбільшого впливу гофрировки (див. рисунок). Слід зазначи



ти, що ослаблення потоків нейтрального дейтерію із плазми з додатковою гармонікою $N = 16$ спостерігалось в попередніх гофрировочних експериментах на ЖЕТ [2, 3]. Головною метою да-

ної роботи є експериментальне дослідження гофрировочного ослаблення потоків нейтрального дейтерію залежно від амплітуди гармоніки з $N = 16$ та ширину магнітного поля в центральній області плазми, а також тестування фокер-планківської моделі іонів інжекції в плазмі токамака з гофрировкою магнітного поля. Слід зауважити, що розрахунки потоків нейтрального дейтерію, проведені за допомогою моделі Монте-Карло для розподілу нейтрального дейтерію та фокер-планківської моделі для іонів інжекції добре узгоджуються з експериментальними результатами [4, 5].

Основні висновки роботи:

1. Ослаблення потоків нейтрального дейтерію з плазми внаслідок гофрировки магнітного поля спостерігалось у нещодавніх експериментах на ЖЕТ [4].

2. Максимальне ослаблення потоків має місце для нейтралів з енергією понад 30 кеВ і досягає $\approx 50\%$ при амплітуді гофрировочної гармоніки з $N = 16$ біля 1% на зовнішньому обводі тора.

3. У плазмі з позитивним широм за відсутності ICRH нагрівання гофрировочне ослаблення потоків D^0 відсутнє при енергії нижче 10 кеВ.

4. Проте в плазмі з низьким та негативним широм при наявності ICRH нагрівання гофрировка приводила до зростання потоків D^0 в діапазоні енергій 10 - 20 кеВ.

5. Розрахунки потоків нейтралів дейтерію добре узгоджуються з експериментальними результатами.

1. V. Parail et al., Proc. 32 EPS Conf. on Plasma Phys. **29C**, O-2.008 (2005).
2. B. Tubbing, Proc. 22 EPS Conf. on Contr. Fus. Plasma Phys. **19C**, IV-001 (1995).
3. J. Jacquot, Nucl. Fusion **38**, 1263 (1998).
4. V. Yavorskij et al., 34-st EPS Plasma Physics Conference, 2007, paper P2.041.
5. V. Goloborod'ko et al., 9-th IAEA TM on Energetic Particles, Closter Seeon, 2007, paper P11.

ПРО СТОХАСТИЧНУ ДИФУЗІЮ В ОПТИМІЗОВАНИХ СТЕЛАРАТОРАХ

А. В. Тихий¹, Я. І. Колесниченко¹, В. В. Луценко¹, А. Велер², А. Вернер², Ю.В. Яковенко¹

¹Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ
²Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, Greifswald, Germany

Відомо, що відсутність осьової симетрії в класичних стелараторах може утворювати супербананові орбіти частинок, завдяки чому локально захоплені енергійні іони швидко втрачаються [1]. В оптимізованих стелараторах за допомогою різних методів [2 - 5] замикають лінії рівня поздовжнього адіабатичного інваріанта $J_{||}$ за допомогою діаманітного дрейфу, запобігаючи швидким втратам локально захоплених частинок. Для цього можна, зокрема, піднімати тиск плазми або використовувати радіальні електричні поля, що утворюються в плазмі внаслідок транспортних процесів. Проте беззвіткненні перетворення між локально захопленими та локально пролітними орбітами, що відбуваються внаслідок дрейфу, порушують адіабатичність $J_{||}$ і викликають стохастичну дифузію, яка може приводити до значних втрат енергійних частинок із стеларатора, незважаючи на те, що прецесійні орбіти окремих частинок близькі до $r = const$ [6].

У цій роботі вивчається вплив просторової неоднорідності та недомінантності дзеркальної гармоніки магнітного поля, тиску плазми та електричних полів на стохастичну дифузію. З цією метою виведено нові вирази для коефіцієнтів стохастичної дифузії. Ці вирази поліпшують попередні оцінки, наведені в [6], враховуючи викликану обертальним перетворенням асиметрію між адіабатичними інваріантами додатньо- та від'ємно-пролітних частинок. Для цього теорію перетину сепаратриси Нейштадта [7] застосовано до вкороченого лагранжіана, що формально описує одновимірну залежну від часу систему. Вкорочення виконано за аналогією з відомим укороченням повного лагранжіана частинки при переході до наближення ведучого центра та відкиданні циклічної змінної – гірофази, що фактично перетворює магнітний момент частинки із

незалежної змінної на константу, зменшуючи розмірність розширеного фазового простору з 7 до 5. Новим кроком є відкидання ще однієї циклічної змінної – часу, унаслідок чого спряжена до часу змінна – повна енергія – перетворюється на константу, а розмірність розширеного фазового простору скорочується до 3, що й дає змогу скористатися результатами [7].

Отриманий сумарний коефіцієнт дифузії має вигляд:

$$D_r \approx D_0 \frac{\rho_B^4}{a^4} \sin^2 \theta_t \left(\frac{(\ln Q + \ln P)^2 + 2.3}{\theta_t} + \frac{(\ln Q - 0.75)^2 + 7.5}{\pi - \theta_t} \right)$$

де P – імовірність захоплення частинки в локальну магнітну яму; Q – параметр, що враховує відхилення сепаратриси від $r = const$; D_0 – коефіцієнт, що залежить від геометрії стеларатора; ρ_B – ларморівський радіус; a – малий радіус тора; θ_t – полярний кут, при якому відбувається перетворення частинки з локально пролітної на локально захоплену і навпаки. Отримана ймовірність переходу P збігається з результатами [6], але логарифмічна залежність D_r від P є новою, так само як і деталі залежності D_r від Q .

1. S. L. Painter, J.F. Lyon, Fusion Technol. **16**, 157 (1989).
2. C. D. Beidler et al., Fusion Energy, 16th Conf. Proc., Montreal, 1996 (IAEA, 1997) **3**, 407.
3. P. R. Garabedian, Phys. Plasmas **3**, 2483 (1996).
4. J. Nurenberg, W. Lotz, S. Gori, Phys. Theory of Fusion Plasmas, 3 (1994).
5. J. R. Cary, S. G. Shasharina, Phys. Rev. Lett. **78**, 674 (1997).
6. C. D. Beidler et al., Phys. Plasmas **8**, 2731 (2001).
7. A. I. Neishtadt, Sov. J. Plasma Phys. **12**, 568 (1986).

ВПЛИВ ВЗАЄМОДІЇ ГОФРИРОВКИ МАГНІТНОГО ПОЛЯ ТА МГД НЕСТІЙКОСТЕЙ НА ПОВЕДІНКУ ШВИДКИХ ІОНІВ В ПЛАЗМІ ТОКАМАКІВ

К. Шопф², В. Я. Голобородько¹, С. М. Резник¹, В. О. Яворський¹

¹Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

²Інститут теоретичної фізики Іннсбрукського Університету, Іннсбрук, Австрія

З використанням симплектичного методу інтегрування гамільтонових систем, що узагальнено на випадок часової залежності збурень у системі, було пораховано коефіцієнти радіальної дифузії швидких іонів у токамаці з гофрированою магнітного поля та МГД збурень.

На підставі розрахованого коефіцієнта радіальної дифузії розв'язано рівняння Фоккера – Планка для функції розподілу термоядерних альфа-частинок та знайдено зростання їх втрат, що пов'язано з наявністю МГД збурень.

Для узагальнення симплектичного методу інтегрування дрейфових рівнянь руху швидких іонів у токамаках [1, 2] на випадок явної залежності Гамільтоніану системи від часу введено нову пару канонічних змінних: від'ємну енергію частинки (p_3) та час (q_3). Тоді новий гамільтоніан має вигляд:

$$H = \hat{H}(p_1, q_1, p_2, q_2, q_3) + p_3, \quad (1)$$

де \hat{H} - звичайний дрейфовий Гамільтоніан; p_1 та q_1 – тороїдальний потік та спряжений йому полярний кут; p_2 та q_2 – тороїдальний момент та співпряжений тороїдальний кут. Застосовано, також, підхід Монте-Карло [3] для моделювання кулонівських зіткнень.

Отриманий коефіцієнт дифузії при наявності гофрировки магнітного поля та локалізованої біля магнітної осі ТАЕ моди подано на рис. 1. З цих розрахунків видно, що викликаний гофрированою перенос на краю плазми може підсилюватися ініційованим ТАЕ модою переносом у центральній області. Таке підсилення призводить до зростання втрат швидких іонів при наявності в плазмі токамака двох типів збурень.

Для перевірки цього розрахований коефіцієнт було використано в 3D FP SOM код [4, 5], що розв'язує рівняння Фоккера - Планка на функцію розподілу швидких іонів. Результати обчислень дали змогу отримати величину зміни втрат іонів при наявності МГД збурень $(L_{withMHD} - L_{noMHD})/L_{noMHD}$, де $L_{with, noMHD}$ - абсолютні величини втрат з МГД збуренням та без нього відповідно. Результати таких розрахунків у магнітно-

му полі з гофрированою та без неї при наявності локалізованої біля осі ТАЕ моди з амплітудою 10^{-4} , частотою 100 кГц та хвильовими числами $m = 2, n = 5$ представлено на рис. 2.

Дана робота продемонструвала придатність розробленого методу для моделювання поведінки швидких іонів у токамаках з кількома типами електромагнітних збурень.

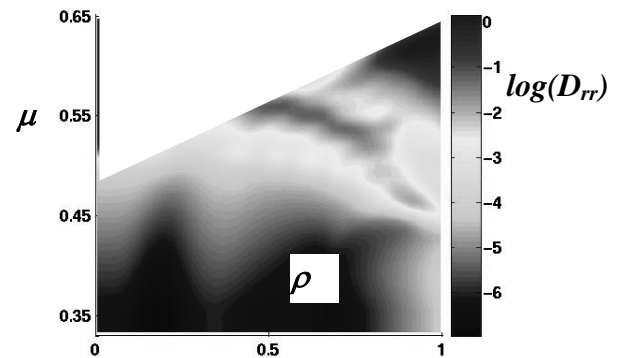


Рис. 1. Залежність коефіцієнта радіальної дифузії (D_{rr}) від радіуса плазми (ρ) та магнітного моменту іонів (μ).

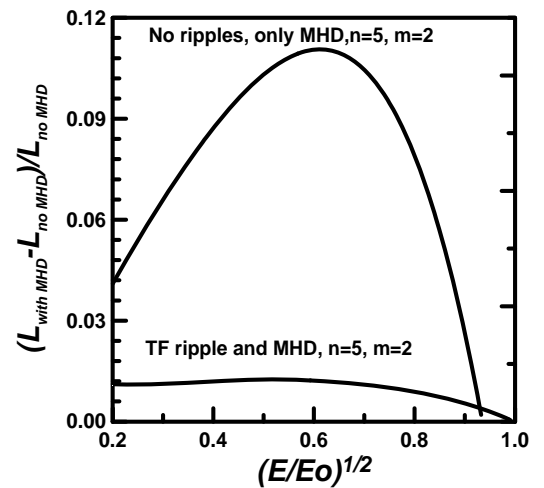


Рис. 2. Енергетична залежність зростання втрат при наявності ТАЕ моди з хвильовими числами m та n .

1. K. Schoepf *et al.*, 21 *FEC*, Changdu, 2006, TH/P6-6.
2. P. J Channell *et al.*, *Nonlinearity* **3**, 231 (1990).
3. M. Tessarotto, *Phys. Plasmas* **1**(4), 951 (1994).
4. V. A. Yavorskij, *Phys. Plasmas*, **6**(10), 3853 (1999).
5. V. Ya. Goloborod'ko, *Nucl. Fus.*, **35**, 1523 (1995).

EXTERNAL KINK INSTABILITY IN A PARAMAGNETIC PINCH
 UNDER ARBITRARY HALL PARAMETER

A. A. Guryn

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

In the last years the conception of quasi single helicity (QSH) regime in the reversed-field pinch (RFP) laboratory plasma became firmly established [1]. The classical MHD theory of pinch kinks must be renovated to explain what peculiar features of the RFP configuration cause the observed QSH kink spectrum.

In this report, the stability of a FRP configuration is studied in terms of MHD theory taking into account the Hall effect under arbitrary parameter $\Pi = 4\pi e^2 a^2 N / Mc^2$. The Π is introduced by ratios $\omega_h : \omega_A : \omega_{Bi} = 1 : \Pi^{1/2} : \Pi$ where N , a , M are plasma density, pinch radius, ion mass correspondently, ω_h is helicon frequency, $\omega_h = cB/4\pi ea^2 N$. ω_A and ω_{Bi} are Alfvén and ion cyclotron conventional frequencies in the magnetic field \mathbf{B} . When a , ω_h are assumed as an units for r , ω , and dimensionless field and density equal 1 at the pinch axes, $B_0(0) = N(0) = 1$ at $r=0$ in cylindrical plasma, the kink oscillations $\delta\mathbf{B}(r)e^{i\omega + i\zeta}$, $\zeta = kz - m\theta$, are governed by equations:

$$\delta\mathbf{B} = \text{rot}(\boldsymbol{\xi} \times \mathbf{B}_0 - i\omega\boldsymbol{\xi}/\Pi), \quad -\omega^2 N\boldsymbol{\xi} = \Pi\delta\mathbf{F}. \quad (1)$$

Here $\boldsymbol{\xi}$ is plasma displacement, $\mathbf{F} = \text{rot}\mathbf{B} \times \mathbf{B}$. Eq-s (1) neglect plasma resistivity, pressure and convection but take into account the Hall effects on magnetic sound dispersion. It is more important we take into consideration the arbitrary contribution of $\text{rot}\mathbf{B}_0$. Really $|\text{rot}\mathbf{B}_0| \gg B_0$ in the PRP plasma core therefore the equilibrium is very close to the force-free one, $\text{rot}\mathbf{B}_0 \times \mathbf{B}_0 = 0$. We use the cylindrical force free condition $\text{rot}\mathbf{B}_0 = \lambda\mathbf{B}_0$ in which $\lambda(r)$ is compatible uniquely with real radial distribution of the safety factor $q(r)$ inside RFP plasma. At the pinch axes we suppose $\lambda(0) = 4$ thereby the significant paramagnetic field strengthening is taken into account in our calculations. Other force-free equilibria were under consideration too.

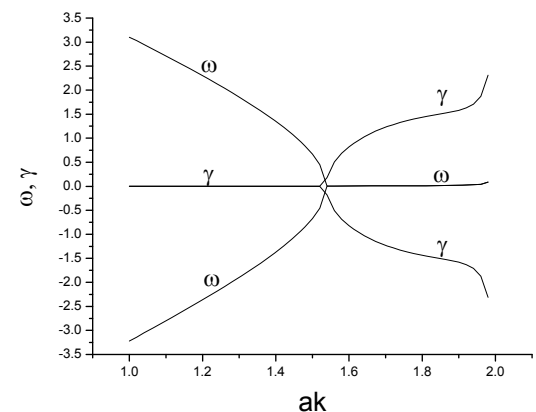
When force-free equilibrium is assumed, the differential problem (1) reduces to the most convenient form for helical flux Ψ defined through expression $\mathbf{B} = \text{grad}\Psi \times \mathbf{s} + B_s\mathbf{s}$ in which $\mathbf{s}/s^2 = r \text{grad}\zeta \times \mathbf{e}_r$:

$$\frac{1}{rs^2} \frac{d}{dr} rs^2 A \frac{d}{dr} \delta\Psi - \frac{A}{r^2 s^2} \delta\Psi = Q \delta\Psi, \quad (2)$$

where A and Q are the rational functions of ω with coefficients depending on r through the r -derivations

of magnetic field components and plasma density. Our consideration does not go beyond condition $(\mathbf{B}_0, \text{grad}\zeta) \neq 0$ within the interval $0 < r < 1$ that is only external modes can be described by Eq. (2).

Eq. (2) was solved numerically by shooting method. It is shown the external kink mode $m = 1$ instability of RFP configuration takes place under condition $1 < ak < 2$ at that the limit $ak = 2$ restricts the region of external kinks for which $(\mathbf{B}_0, \text{grad}\zeta) < 0$. Under high values of Π within interval $10 < \Pi < 50$ for real experimental data, the increment grows together with k up to the value $ak = 2$ when the effects of resonant surface inside plasma must be included. Figure shows the dispersion of couple $\omega \pm i\gamma$ for the limit $\Pi = 50$. The unstable mode frequency turns out to be of order 0.01 in units of the frequency ω_h . Its small but finite under $\Pi \gg 1$ value is determined wholly by Hall term in (1).



Bifurcation of the conjugated frequencies $\omega \pm i\gamma$ for the non-local kink $m = 1$.

The obtained results explain why the observed dominant kink modes in quasi-single-helicity states of RFP have the frequencies to be lower than even the helicon frequency ω_h whereas the MHD frequency scaling defines frequency order of $^{1/2}\omega_h$ if $\Pi \gg 1$. The strong instability found numerically needs plasma rotation to saturate amplitudes as well as taking into account the resistive internal modes for the cases when the toroidal number $n = kR$ (R is the senior torus radius) that found from (1), (2) does not amount the experimental numbers $n = 7 - 10$.

1. P. Martin *et al.* Nucl. Fusion **43**, 1855 (2003).

TWO-DIMENSIONAL RING-LIKE VORTEX AND MULTISOLITON NONLINEAR STRUCTURES AT THE UPPER-HYBRID RESONANCE

V. M. Lashkin

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

Upper-hybrid (UH) waves are frequently observed in space and laboratory plasmas. UH waves can be excited by beam instabilities, mode conversion of extraordinary electromagnetic waves at the upper-hybrid resonance layer etc. [1]. The aim of this paper is to present a two-dimensional (2D) theory of nonlinearly coupled dispersive magnetosonic and high-frequency UH waves.

We have derived a set of corresponding nonlinear equations [2] and found numerically different types of 2D nonlinear localized structures such as fundamental solitons, radially symmetric vortices, nonrotating multisolitons (dipoles, quadrupoles and two-hump solitons) (Fig. 1), and rotating multisolitons (azimuthons) [3].

Dispersion of the magnetosonic wave effectively introduces a nonlocal nonlinear interaction that is the nonlinear response depends on the wave packet intensity at some extensive spatial domain. Nonlocal nonlinearity naturally arises in many areas of nonlinear physics and plays a crucial role in the dynamics of nonlinear coherent structures. While collapse is the usual phenomenon in the multidimensional Zakharov-type models with local low-frequency response, nonlocal nonlinearity can arrest collapse and lead to stable multidimensional localized structures. In the present paper we give a rigorous proof of absence of collapse for the 2D model describing the nonlinear interaction between upper-hybrid and dispersive magnetosonic waves.

We have undertaken extensive numerical modeling of the obtained dynamical equations initialized with our computed solutions with (and without) added Gaussian noise. In addition, azimuthal perturbation was taken for the vortices and azimuthons. Numerical simulations clearly show that the fundamental solitons are stable and do not collapse even for the negative initial Hamiltonian. We have observed neither stable evolution nor collapse for multisolitons. If the nonlinear frequency shift is not too large, the multisolitons decay into several monopole solitons but can survive over quite considerable times. Splitting of the dipole soliton in two monopoles which move in the opposite directions without changing their shape is shown in Fig. 2, *b*. Vortices decay into three fundamental solitons. Since the total angular momentum is conserved, the monopole solitons fly off the ring along tangential trajectories. A similar behavior was observed for the rotating multi-

solitons (azimuthons with two and four intensity peaks).

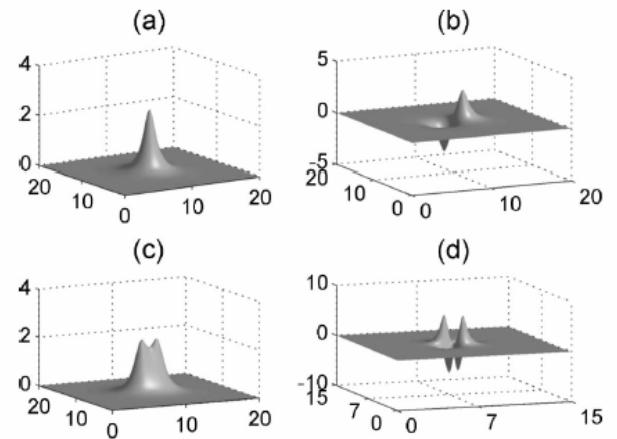


Fig. 1. Numerically found nonrotating localized nonlinear structures: *a* - monopole; *b* - dipole; *c* - two-hump soliton; *d* - quadrupole.

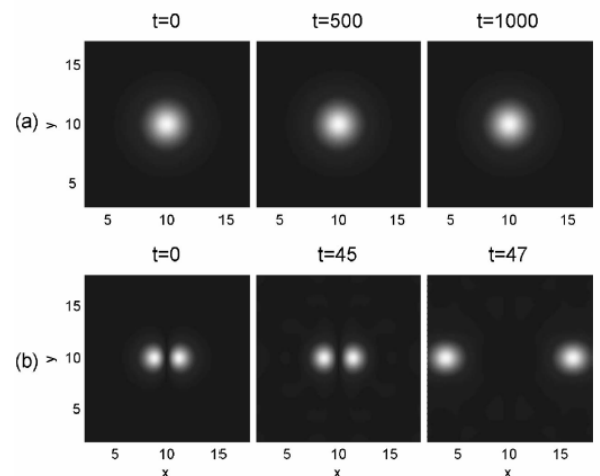


Fig. 2. *a* - stable evolution of the monopole; *b* - splitting of the dipole into two monopoles.

If the nonlinear frequency shift exceeds some critical value depending on the multisoliton type (i.e., dipole, azimuthon with two intensity peaks, etc.), the unstable multisoliton turns into the one stable monopole with larger amplitude.

1. P. K. Shukla, R. Fedele, and U. De Angelis, *Phys. Rev. A* **31**, 517 (1985).
2. V. M. Lashkin, *Phys. Plasmas* **14**, 102311 (2007).
3. V. M. Lashkin, *Phys. Rev. A* **75**, 043607 (2007).

**N-SOLITON SOLUTIONS AND PERTURBATION THEORY FOR THE
DERIVATIVE NONLINEAR SCHRÖDINGER EQUATION
WITH NONVANISHING BOUNDARY CONDITIONS**

V. M. Lashkin

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

The derivative nonlinear Schrödinger equation (DNLSE) ($\alpha = \pm 1$)

$$i \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + i\alpha \frac{\partial}{\partial x} (|u|^2 u) = 0 \quad (1)$$

has many physical applications, and, probably, the most important are in plasma physics and in nonlinear optic. First, equation DNLSE describes modulated small-amplitude nonlinear Alfvén waves in a low- β (the ratio of kinetic to magnetic pressure) plasma, propagating parallel or at a small angle to the ambient magnetic field. The DNLS equation also describes large-amplitude magnetohydrodynamic waves in a high- β plasma, propagating at an arbitrary angle to the ambient magnetic field. In these cases, u denotes the transverse magnetic field perturbation normalized by the ambient magnetic field, where t and x are normalized time and space coordinates, respectively. Second, the DNLSE is related to the modified nonlinear Schrödinger equation (MNLSE) by a simple gauge-like transformation. In turn, the MNLSE describes the propagation of ultrashort femtosecond nonlinear pulses in optical fibres, when the spectral width of the pulses becomes comparable with the carrier frequency, and, in addition to the usual Kerr nonlinearity, the effect of self-steepening of the pulse should be taken into account.

Eq. (1) is completed by the boundary conditions: vanishing ($|u| \rightarrow 0$ as $|x| \rightarrow \infty$) or nonvanishing ($|u| \rightarrow \rho$ as $|x| \rightarrow \infty$) at infinity. In both cases, the DNLSE is integrable by the inverse scattering transform (IST).

The nonvanishing boundary conditions (NVBC) are important in physical applications. For example, in space plasma physics the vanishing boundary conditions (VBC) are relevant only for the case of propagation of Alfvén waves strictly parallel to the ambient magnetic field. In nonlinear optics, the NVBC can support propagation of dark solitons in both normal and abnormal GVD regions. Unlike the nonlinear Schrödinger equation or the DNLSE with VBC, the DNLSE with NVBC admits simultaneous generation of breathers (solitons with internal oscillations) and one-parametric (nonoscillating) bright and/or dark solitons [1]. The IST formalism for the DNLSE with NVBC is much more complicated from the one for VBC. Analytical properties of the

Jost solutions in this case are formulated on the Riemann sheets of the spectral parameter, and the corresponding direct and inverse scattering problems are rather involved. Recently, Chen and Lam [2] developed the IST for the DNLSE with NVBC by introducing an affine parameter to avoid constructing the Riemann sheets. Both approaches, however, encounter a difficulty when finding exact explicit N -soliton solutions. The reason is that the resulting solution u contains the phase factor $\exp(i\eta_+)$, where η_+ is some definite integral from $|u|$. Thus, the solution is written in an implicit form and only modulus of the solution can be obtained in that way. Though for simple one-parametric soliton solutions the phase η_+ can be calculated by direct integration, this procedure is obviously impracticable for N -soliton solutions. Instead, tricks leading to the explicit expression for η_+ were used in some particular cases: for the two-parametric one-soliton breather solution [2], and for the N -soliton with purely imaginary discrete spectral parameters (i.e. for pure bright and/or dark solitons). Another approach based on Darboux/Bäcklund transformations was developed by Steudel [3].

In this paper [4], we have presented a simple approach for finding N -soliton solutions and the corresponding Jost solutions of the DNLSE with NVBC. It is important that the exact solutions can be obtained without explicit determining of the phase factor. Unlike [2, 3], our method allows us to get solutions describing collisions between breathers, as well as collisions between pure bright/dark solitons and breathers.

We have also developed a perturbation theory based on the IST for perturbed DNLSE solitons. This approach fully uses the natural separation of the discrete and continuous degrees of freedom of the unperturbed DNLSE with NVBC. We have derived evolution equations for the scattering data (both solitonic and continuous) in the presence of perturbations. As an application of the developed theory, we considered (in the adiabatic approximation) the action of the diffusive-type perturbation on a single bright/dark soliton.

1. V. M. Lashkin, Phys. Rev. E **71**, 066613 (2005).
2. X. J. Chen and W. K. Lam, Phys. Rev. E **69**, 066604 (2004).
3. H. Steudel, J. Phys. A **36**, 1931 (2003).
4. V. M. Lashkin, J. Phys. A **40**, 6119 (2007).

NONLOCAL VORTICES, MULTIPOLE SOLITONS AND AZIMUTHONS
 IN DIPOLAR BOSE EINSTEIN CONDENSATES

V. M. Lashkin

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

The recent experimental realization [1] of a degenerate dipolar atom gas, where a Bose-Einstein condensate (BEC) of Cr-52 atoms has been observed, and optimistic perspectives in creating a degenerate gas of polar molecules have stimulated a growing interest in the study of BEC with nonlocal dipole-dipole interactions. Dipole-dipole forces are anisotropic and long range, so that the interparticle interaction becomes essentially nonlocal. A very attractive feature of BEC with dipole-dipole interactions is that the interplay between the nonlocal interaction, which is only partially attractive and may be tuned by means of rotating orienting fields, and the usual local short-range contact forces, leads to the possibility of experimental realization of highly controllable and stable solitary structures in BEC.

In this paper [2], we have demonstrated the existence of two-dimensional (so-called “pan-cake configuration”) localized nonlinear structures in BECs with nonlocal dipole-dipole and attractive short-range contact interactions and studied their stability. In the mean-field approximation 2D dipolar BEC is described by the nonlocal nonlinear equation

$$i \frac{\partial \psi}{\partial t} = -\Delta_{\perp} \psi + g |\psi|^2 \psi + \beta \psi \int R(r-r') |\psi(r')|^2 d^2 r',$$

where appropriate dimensionless units are used, and the Fourier transform of the kernel $R(\xi)$ is

$$R(k) = 2 - 3\sqrt{\pi} k \exp(k^2) \operatorname{erfc}(k),$$

where is the complimentary error function.

We have found numerically three kinds of soliton families: nonrotating multipole solitons, (fundamental one-hump soliton, dipole, and quadrupole), radially symmetric vortices, and rotating multihump (with two and four intensity peaks) solitons with the spatially modulated phase (azimuthons). We have shown that stable solitons may exist only within a finite range of the ratio between dipole-dipole and short-range interactions (both of which are tunable). The anisotropy of the dipole-dipole interaction is

crucial, since this leads to partially attractive nature of the interaction. Sufficiently large dipolar interactions destabilize the structures. By direct numerical simulations (see Figs. 1 and 2), we have found that dipole nonrotating solitons, vortices, and two intensity peak azimuthons can be stable for some values of the chemical potential (or, equivalently, normalized number of atoms).

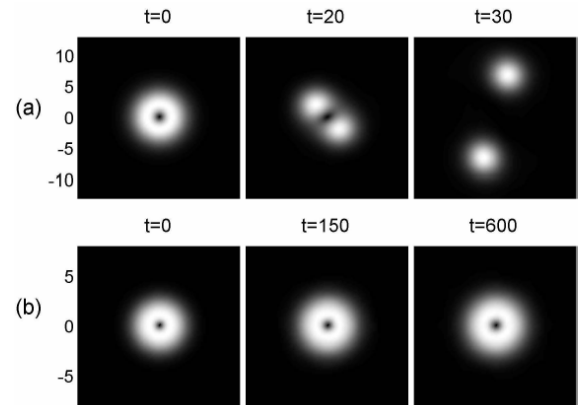


Fig. 1. *a* - splitting of the vortex; *b* - stable evolution of the vortex with smallest chemical potential.

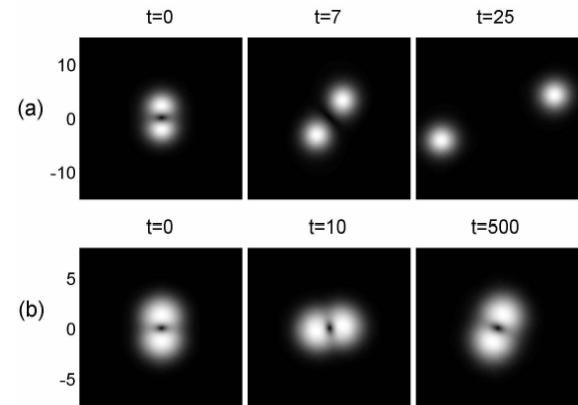


Fig. 2. *a* - splitting of the azimuthon with two intensity peaks; *b* - stable dynamics of the rotating azimuthon.

1. A. Griesmaier *et. al.*, Phys. Rev. Lett. **94**, 160401 (2005).
2. V. M. Lashkin, Phys. Rev. A **75**, 043607 (2007).

EFFECTS OF ION TEMPERATURE ANISOTROPY ON DIFFUSION PROCESS IN PLASMA

V. N. Pavlenko, V. G. Panchenko

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

Turbulent transport driven by low frequency electrostatic fluctuations is recognized to be significant importance and may account for the major of cross-field transport occurring in the plasma.

In this paper we use the fluctuation theory for magnetized plasma in the presence of pump wave [1 - 2] to calculate the diffusion coefficient of turbulent plasma. We have considered the parametric excitation of short wavelength ion-cyclotron waves in plasma with ion temperature anisotropy by the lower hybrid and upper hybrid waves. The parametric interaction of lower hybrid waves with such low-frequency modes can lead to the three-wave decay instability [3, 4].

We shall consider an uniform electron-ion plasma in a constant external magnetic field $\vec{B}_0 = B_0 \vec{z}$. The ion velocity distribution function is supposed to be anisotropic, i.e. it is characterized by different temperatures parallel and perpendicular to \vec{B}_0 . We limit our analysis to electrostatic, weakly damped oscillations close to harmonics of the ion cyclotron frequency. The expression for the frequency and damping rate of such oscillations is following:

$$\text{Re } \omega = \omega^{(1)} = (1 + A_1(\beta_{\perp i})), \quad (1)$$

$$\text{Im } \omega \approx \gamma_i^{(1)} = (\pi/2)^{1/2} \frac{A_1^3 \Omega_i^2 T_{\perp i}}{k_{\perp} v_{ti} T_{\parallel i}} \exp\left(-\frac{A_1^2 \Omega_i^2}{2k_{\perp}^2 v_{ti}^2}\right). \quad (2)$$

In Eqs. (1) and (2) $A_n(\beta_{\perp i}) = I_n(\beta_{\perp i}) e^{-\beta_{\perp i}}$, where I_n is the modified Bessel function, $\beta_{\perp i} = (k\rho_{\perp i})^2 > 1$.

Consider the parametric decay of the pump wave into a daughter lower hybrid wave and ion-cyclotron oscillations

$$\omega_0 = \omega_{LH} + \omega^{(1)}. \quad (3)$$

In the region above the instability threshold we find the turbulent diffusion coefficient

$$D_{\perp 1} = \frac{1}{k_{0\perp}^2} \frac{E_0^2}{E_{th}^2(k_0)} [\gamma_i^{(1)} \gamma_{LH}(k_0)]^{1/2}, \quad (4)$$

where k_0 is the wave number to be determined from the decay condition (3). Note that the fluctuations

due to the pump field give the dominant contribution to the diffusion coefficient governed by (4).

It can be seen from (4) that the diffusion coefficient is sensitive to ion temperature anisotropy.

As our second example, we consider the decay of the pump wave into the daughter upper hybrid wave and ion-cyclotron oscillations in plasma with ion temperature anisotropy:

$$\omega_0 = \omega_{UH} + \omega^{(1)}. \quad (5)$$

For the diffusion coefficient dependence on ion temperature anisotropy we find

$$D_{\perp 2} = B T_{\perp i}^2 \left(\frac{T_{\parallel i}}{T_{\perp i}}\right)^{3/2} \exp\left(\frac{C}{T_{\parallel i} T_{\perp i}}\right). \quad (6)$$

Here B and C are the constants which do not depend on electron and ion temperatures.

Note that the diffusion coefficient in a turbulent plasma for the case of stable plasma is found to be [5]:

$$D_{\perp}^0 = \frac{1}{2\pi} \frac{v_i}{(nL_{\parallel})} \ln\left(\frac{\rho_i}{r_{De}}\right)^{1/2}, \quad (7)$$

where L_{\parallel} is a finite size of the plasma system along the magnetic field.

Comparing the diffusion coefficients (4) and (6) with the corresponding expression (7) we can see [6] that for typical parameters of a hot plasma the coefficients $D_{\perp 1}$ and $D_{\perp 2}$ are much greater than $D_{\perp 0}$ (more than two order of magnitude).

1. V. N. Pavlenko, V. G. Panchenko, and S. M. Revenchuk, *Sov.Phys. JETP* **64**, 50 (1986).
2. V. N. Pavlenko, V. G. Panchenko, and S. A. Nazarenko, *Physica Scripta* **68**, 155 (2003).
3. V. G. Panchenko, V. N. Pavlenko, E. Naslund, and L. Stenflo, *Physica Scripta* **31**, 594 (1985).
4. H. Wilhelmsson, V. N. Pavlenko, and V. G. Panchenko, *Physica Scripta* **44**, 599 (1991).
5. H. Okuda, *Phys.Fluids* **17**, 375 (1974).
6. V. N. Pavlenko and V. G. Panchenko, *Physica Scripta* **76**, 1 (2007).

INFLUENCE OF UPPER-HYBRID PUMP ON TEMPERATURE RELAXATION PROCESSES
 IN MAGNETIZED PLASMA

V. N. Pavlenko, V. G. Panchenko

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

Investigations of the temperature relaxation process between electrons and ions in plasmas are important for studying such problems as plasma diagnostics, measurements of the efficiency of high-frequency pump power dissipation, and the definition of the plasma heating velocity. The theory of the temperature relaxation was developed in [1] for the case of isotropic and magnetized plasma and also for the plasma subjected the influence of external electromagnetic radiation. The theory of fluctuations in plasma with high-frequency pump was developed in [2 - 4]. On the basis of this theory the relaxation processes in plasma was studied in [5].

In the present paper the inverse relaxation time in the regime when the turbulent fluctuations are developed is calculated for two cases and its dependence on the pump wave and the plasma parameters is obtained.

1. We consider the decay of the pump wave $\vec{E}(t) = E_0 \vec{y} \cos \omega_0 t$ into an upper-hybrid wave and modified convective cells:

$$\omega_0 = \omega_{UH1} + \omega_c, \quad (1)$$

where the upper-hybrid frequency is defined by the formula $\omega_{UH1} \approx (\omega_{pe}^2 + \Omega_e^2)^{1/2}$ (the case of a weakly magnetized plasma), $\omega_c = (m_i / m_e)^{1/2} \cos \theta \Omega_i$ is the real part of the frequency of the modified convective cell, and $\text{Im } \omega = \gamma_c \approx \frac{1}{2} \nu_{ei}$ (where ν_{ei} is the electron-ion collision frequency), and θ is the angle between \vec{k} and \vec{B}_0 . It should be noted that convective modes arise in magnetized plasma with a small ratio of the plasma pressure to the magnetic pressure and can occur in the ionospheric plasma. For the inverse relaxation time one can obtain [6]:

$$\frac{1}{\tau_{ei1}} \approx \frac{1}{12} \frac{e^2 m_i \Omega_e^2 \omega_c (kc)^2 E_0^4}{m_e^2 T_e \omega_0^4 \nu_{ei} \omega_{UH1} B_0^2}. \quad (2)$$

2. As our second example, we consider the decay of the pump wave into an upper-hybrid and ion-acoustic wave:

$$\omega_0 = \omega_{UH2} + \omega_s, \quad (3)$$

where $\omega_s = kv_s$, $v_s = (T_e / m_i)^{1/2}$ is the ion sound velocity and the expression for the upper-hybrid frequency for the case of a strongly magnetized plasma is following:

$$\omega_{UH2} = \Omega_e \left(1 + \frac{\omega_{pe}^2 \sin^2 \theta}{2\Omega_e^2} \right) \quad (4)$$

For this case we may obtain the following expression for the inverse relaxation time [6]:

$$\frac{1}{\tau_{ei2}} \approx \frac{1}{3} \frac{e^2 E_0^2}{m_e T_e \omega_0^2} \frac{E_0^2}{E_{th2}^2} (\gamma_s \nu_{ei})^{1/2} \quad (5)$$

It can be seen from (2) and (5) that the inverse relaxation time has the sharp dependence on the pump frequency and also is proportional to the pump wave intensity. These results can be of interest in the study of plasma diagnostics and the definition of plasma heating efficiency.

1. S. Ichimaru and M. N. Rosenbluth, Phys.Fluids. **13**, 2778 (1970).
2. I. Larsson, L. Stenflo, and R. Tegeback, Plasma Phys. **16**, 37 (1976).
3. V. N. Pavlenko, V. G. Panchenko, and S. M. Revenchuk, Sov. Phys. JETP **64**, 50 (1986).
4. V. N. Pavlenko, V. G. Panchenko, L. Stenflo, and H. Wilhelmsson, Physica Scripta **45**, 616 (1992).
5. V. N. Pavlenko and V. G. Panchenko, Sov. Fiz. Plazmy **12**, 69 (1986).
6. V. N. Pavlenko and V. G. Panchenko, J. Plasma Physics **73**, 1 (2007).

COMPACT HELICON SOURCE WITH A FLAT ANTENNA AND PERMANENT MAGNETS

V. M. Slobodyan, V. F. Virko, K. P. Shamrai, G. S. Kirichenko

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

Inductive sources are productive for various technologies owing to their ability to generate dense plasmas [1]. The efficiency of these sources can be enhanced considerably with application of an external magnetic field [2]. We report here on results from the inductive source excited by a planar antenna and equipped with a permanent magnet system, which is, to our knowledge, the first study of such the device.

The discharge was initiated in a chamber of 8 cm in length and diameter by a 6-cm-diam four-turn antenna powered from a 13.56 MHz, up to 1 kW generator. The basic magnetic field in the discharge chamber was created by a radially magnetized cylindrical ferrite assembly (CFA). A subsidiary magnetic field in the drift chamber was produced by a similar, but larger system of permanent magnets, or by an electromagnet.

The CFA magnetic field is pretty nonuniform and includes the cusp in the midplane. The discharge initiation and maintenance was strongly dependent both on the field intensity and, to a greater extent, on the CFA position relative to the driving antenna. The most auspicious conditions for the discharge initiation and stability and for dense plasma production were found with the cusp position around the antenna location.

Helicon nature of the discharge was ascertained from measurements of the rf magnetic fields in effluent plasma. Both polarization and radial profiles of these fields evidenced excitation of the helicon wave.

Profiles of plasma parameters were measured in Ar, Kr, and Xe discharges by the probes located 2.5 and 25 cm downstream. At a pressure of 4 mTorr, on-axis electron temperature was 6 - 7 eV, whereas 2 - 5 cm from the axis it was about 2 eV, for all the gases. Floating potential had a sharp on-axis minimum of negative sign that became more profound with subsidiary magnetic field increase, gas pressure reduction, and atomic mass decrease. These data evidence presence of nonequilibrium electrons in the central discharge area.

Electron energy distribution functions (EEDFs) were determined by measuring the second derivative of the probe current. It was found that far from the axis, in the shadow of the outlet diaphragm, the EEDF was maxwellian. Closer to the axis, the electrons had a non-maxwellian, high-energy population (Fig. 1). Theoretical analysis has shown that a probable origin for this population is stochastic electron

acceleration in an enhanced rf electric field that arises in the edge plasma regions near metal surfaces normal to the magnetic field lines (Fig. 2).

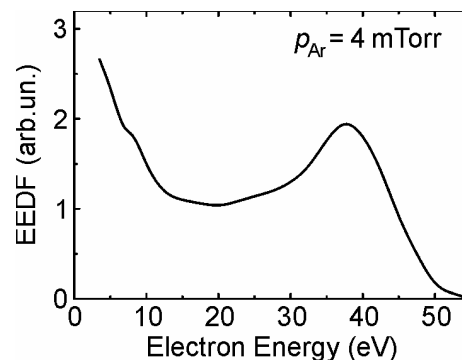


Fig. 1. Measured electron energy distribution function.

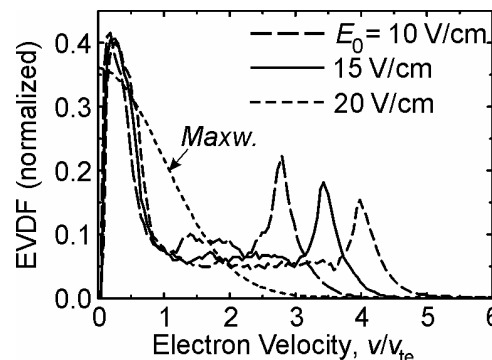


Fig. 2. Electron velocity distribution functions calculated at various amplitudes of the edge rf electric field.

Ion energy spectra were measured in the Ar discharge, 30 cm downstream. It was found that ions have a broad energy distribution, the upper boundary of which (up to 50 eV) grows with pressure decrease. The total ion current onto a large, 15 cm in diameter, metal substrate table positioned 30 cm downstream was measured to amount to 1.5 A, at the rf power of 750 W.

In conclusion, characteristics obtained, such as ion current densities and ion energies onto the substrate table, as well as a possibility to control these characteristics by magnetic configuration evidence that the source developed is promising for various technological applications.

1. V. Godyak, Plasma Phys. Control. Fusion **45**, A399 (2003).
2. В. М. Слободян, В. Ф. Вирко, Г. С. Кириченко, К. П. Шамрай, ВАТ **4**, 235 (2003).

CONDITIONAL AND EXTENDED SYMMETRIES IN PLASMA THEORY

V. B. Taranov

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

To solve plasma theory problems, we always use their symmetries. They help us to find particular exact solutions, conservation laws etc. [1 - 7].

1. Continuous symmetries of the electron magnetohydrodynamic (EMHD) equations

$$\frac{\partial \Psi}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \Psi), \quad \Psi = \mathbf{B} - \Delta \mathbf{B},$$

$$\mathbf{v} = -\nabla \times \mathbf{B}, \quad \nabla \cdot \mathbf{B} = 0$$

are generated by the infinitesimal operators:

$$X_1 = \frac{\partial}{\partial t}, \quad X_2 = \frac{\partial}{\partial x}, \quad X_3 = \frac{\partial}{\partial y}, \quad X_4 = \frac{\partial}{\partial z},$$

$$X_5 = t \frac{\partial}{\partial t} - \mathbf{v} \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{v}} - \mathbf{B} \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{B}} - \Psi \cdot \frac{\partial}{\partial \Psi},$$

$$\mathbf{X} = \mathbf{r} \times \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} + \mathbf{v} \times \frac{\partial}{\partial \mathbf{v}} + \mathbf{B} \times \frac{\partial}{\partial \mathbf{B}} + \Psi \times \frac{\partial}{\partial \Psi}.$$

This result has been obtained by the standard Maple 11 program. The program was previously tested on the well known nonlinear plasma theory models – Korteweg-de Vries, nonlinear Schroedinger, Hasegawa - Mima - and reproduced the right symmetry properties. So we can expect that the generators X_1 to X_5 form a full basis of the EMHD continuous symmetry group.

2. In fact, EMHD model is much more symmetric if we take into account its so called conditional symmetries.

The notion of conditional symmetry is discussed and large bibliography concerning its applications can be found in a recent paper [3].

As for the EMHD model, we must note that under the condition

$$(\mathbf{v} \times \Psi) = \nabla F(t, \mathbf{r})$$

F being an arbitrary function of time and spatial coordinates, nonlinear term in EMHD equations vanishes. As a consequence, the symmetry is extended which is important for the theory of helicon waves.

We can also try to find self similar solutions to EMHD equations in close analogy with Hasegawa-Mima model:

$$\frac{\partial \Psi}{\partial t} + J[\Phi, \Psi] = \frac{\partial \Phi}{\partial y}, \quad \Psi = \Phi - \Delta \Phi,$$

$$J[\Phi, \Psi] \equiv \frac{\partial \Phi}{\partial x} \frac{\partial \Psi}{\partial y} - \frac{\partial \Phi}{\partial y} \frac{\partial \Psi}{\partial x}.$$

In general, this model does not allow the existence of the self similar solutions due to the simulta-

neous presence of Φ and $\Delta \Phi$ terms in the second equation [4]. Nevertheless, under the additional condition

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} = 0$$

self similar solution exists [5]:

$$\Phi = \alpha x(1 + \beta \cos((\omega + \delta\omega)t + qy)),$$

where α is arbitrary constant amplitude, constant factor β determines the relative weight of the zonal flow and the monochromatic wave, the frequency and its shift are $\omega = q/(1 + q^2)$ and $\delta\omega/\omega = -\alpha q^2$.

3. Let us proceed now with the results concerning kinetic Vlasov - Maxwell collision less plasma model based on integro-differential equations. In this case so called extended symmetries are possible. For example, if some plasma components f_1 and f_2 have the same charge to mass ratio of particles, the model is invariant under the transformation (F is an arbitrary function) [5]:

$$f_1' = f_1 - e_2 F(f_1, f_2), \quad f_2' = f_2 + e_1 F(f_1, f_2)$$

if we perform the summation first and the integration later in the expression of charge and current densities. Choosing $F(f_1, f_2) = f_1/e_2$, we obtain the specific transformation

$$f_1' = 0, \quad e_2 f_2' = e_1 f_1 + e_2 f_2$$

and reduce the problem from N to the $N-1$ component plasma evolution.

In the case of an electron-positron plasma the function $F(f_1, f_2)$ is reduced to an arbitrary constant [7]. On the other hand, exact nonlinear solutions are possible if we combine continuous symmetries with discrete ones (e.g. charge conjugation transform).

1. N. H. Ibragimov, V. F. Kovalev, V. V. Pustovalov, *Nonlinear Dynamics* **1**, 135 (2002).
2. G. Cicogna, F. Ceccherini, F. Pegoraro, *SIGMA*, **2**, 017, (2006).
3. G. Cicogna, M. Laino, *Rev. Math. Phys.* **18**, 1 (2006).
4. V. B. Taranov, *Ukr. Journ. Phys.* **48**, 725 (2003).
5. V. B. Taranov, in *Proc. of the 13th Int. Congress on Plasma Physics, Kiev, 2006*, paper A041p.
6. V. B. Taranov, *Probl. of Atomic Sci. and Tech.* **1**, 63 (2007).
7. V. B. Taranov, *Proc. of the 3rd Int. Conf. "Electronics and Applied Physics", Kyiv, 2007*, edited by O. Y. Nechyporuk, A. V. Ntreba (Taras Shevchenko Nat. Univ. of Kyiv, 2007), p. 166.

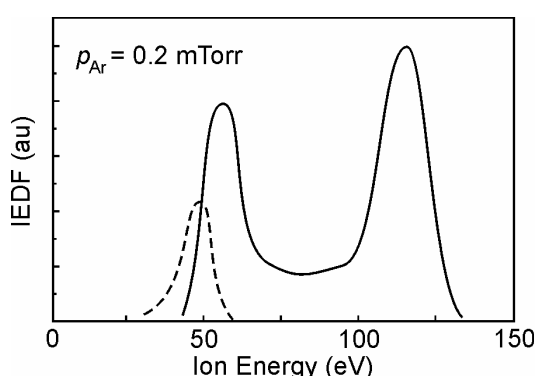
GENERATION OF FAST IONS IN A HELICON SOURCE WITH MAGNETIC NOZZLE

V. F. Virko¹, Yu. V. Virko¹, K. P. Shamrai¹, K. Toki²

¹Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv

²Tokyo University of Agriculture and Technology, Tokyo, Japan

Helicon sources can produce high density plasmas at low gas pressures and moderate input powers and, for this reason, are being examined as low- and high-power thrusters for electric propulsion (e.g., [1]). It was found that the use of the outlet magnetic nozzle in the compact helicon source gives rise to generation of the emergent ion beam with energies above 100 eV [2]. Here, we study this effect as dependent on various factors, and evaluate the ability of accelerated ions to produce thrust.



Ion energy distributions measured with the RFEA facing to the source outlet (solid) and perpendicularly.

The source with a 4.5-cm-diam, 19-cm-long quartz discharge chamber was described elsewhere [2]. It is equipped with a multi-component, variable permanent magnet system that includes the radially magnetized cylindrical ferrite array and the axially magnetized annular ferrite (magnetic nozzle) installed at the source outlet. Ion energy distribution in effluent plasma stream was measured by the retarding field energy analyzer (RFEA) installed 10 cm downstream. The effect of ion beam generation that arises at low working gas pressures is shown in Figure, for driving frequency of 13.56 MHz. As

seen, mean beam energy is about 120 eV and net ion acceleration is about 60 eV. Ion current density in the emergent flux was measured with the planar probe and found to be about 1 mA·cm⁻².

Operation at higher frequencies, 27.12 and 40.68 MHz, shows that the discharge is sustainable at considerably lower rf powers and Ar pressures. With increase of bias potential of the Mo back end-plate, up to 120 V, the ion beam energy raises up to 170 eV. With installation of a thin outlet iron shield, the beam energy raises up to 150 eV, but the beam intensity becomes somewhat less.

Ion acceleration was examined under operation with various noble gases. A comparison was made at minimum gas pressures that enable stable discharge maintenance and provide maximum ion acceleration. Characteristics of the discharge and the emergent ion beam are summarized in Table below. As seen, minimum pressure is higher for lighter gases than for heavier ones, with lower ionization potentials. Mean ion beam energy varies within a factor of two and, in general, grows with atomic mass.

The source ability to serve for electric propulsion applications was evaluated by two parameters. First, the specific impulse related to the emergent ion beam was estimated from beam energy and found to be in a reasonable range for all the gases (see Table). Second, the total thrust produced by the emergent ion flux was estimated with use of a torsion balance positioned 10 cm downstream and found to be for Ar about a few tenths of mN.

In conclusion, ion acceleration from the source is enough to provide acceptable value of the specific impulse but further increase of the output ion current is needed to attain to reasonable values of the thrust and ion energy cost.

Gas	Minimum gas pressure, mTorr	Antenna current, A	Ion current density, mA · cm ⁻²	Plasma potential, V	Mean energy of the ion beam, eV	Specific impulse of the ion beam, s
He	8.5	30	1.05	25	~70	5900
Ne	2.3	28	0.9	30	100	3200
Ar	0.25	29	0.74	35	120	2500
Kr	0.13	26	0.29	50	140	1800
Xe	0.09	26	0.36	40	110	1300

1. F. R. Chang Díaz, Trans. Fusion Technol. **35**, 87 (1999).
 2. K. P. Shamrai, S. Shinohara, V. F. Virko, V. M. Slo-

bodyan, Yu. V. Virko, and G. S. Kirichenko, Plasma Phys. Control. Fusion **47**, A307 (2005).

EXCITATION OF ZONAL FLOW BY THE MODULTIONAL INSTABILITY IN ELECTRON TEMPERATURE GRADIENT DRIVEN TURBULENCE

Yu. A. Zaliznyak, A. I. Yakimenko, V. M. Lashkin

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

It is now an established fact that zonal flows (ZFs) (i.e., azimuthally symmetric modes that depend only on the radial coordinate) play a crucial role in regulating the nonlinear evolution of drift-wave instabilities in tokamaks, and, consequently, the level of turbulent transport [1]. In the present paper we consider the excitation of ZFs by a finite amplitude monochromatic drift wave in the framework of ETG turbulence model. The corresponding ETG mode is assumed to be stable, i.e., we consider the region below the marginal stability boundary.

Assuming a slab two-dimensional geometry, charge quasineutrality and the adiabatic ion response, we consider the following simplified model describing curvature driven ETG turbulence in the inviscid limit (for details and normalizations see, e.g., [2]):

$$\frac{\partial}{\partial t}(1 - \Delta_{\perp})\varphi + \frac{\partial}{\partial y}(\varphi + P) - \{\varphi, \Delta_{\perp}\varphi\} = 0,$$

$$\frac{\partial}{\partial t}P - r \frac{\partial \varphi}{\partial y} - \{P, \varphi\} = 0,$$

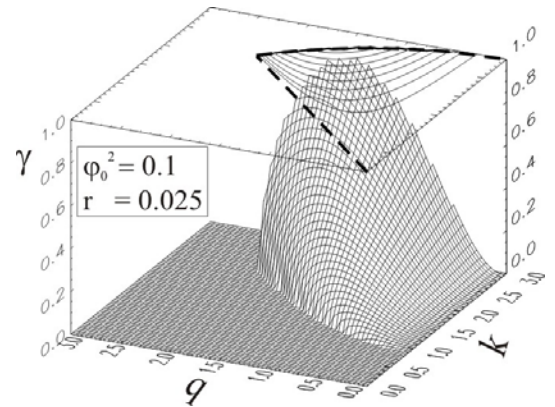
where φ and P are the normalized electrostatic potential and plasma pressure, respectively, and $\{\dots, \dots\}$ denotes the Jacobian.

Assuming that the zonal flow varies on much larger timescale than ETG drift waves do, the standard decomposition into fast and slow motions can be performed. Then, following the averaging procedure one arrives at the set of coupled equations for up-shifted and down-shifted satellites, which then gives the nonlinear dispersion relation. Generally, ZF dispersion is a fourth-order one in Ω , which, in principle, permits to treat it analytically, however, the maximum growth of ZF occurs for the case when the ETG drift mode does not have the k -component in the direction of inhomogeneity, i.e. for $k_x=0$. In this case the nonlinear dispersion relation is reduced to the biquadratic form and can be easily resolved. One obtains that the modulational instability can be excited only above some threshold in the input power φ_0^2 . This threshold is a function of the scales k and q of ETG drift wave and zonal flow. The minimum threshold corresponds to the case $q \rightarrow 0$ and is

given by

$$\varphi_{th}^2 = \frac{v_{ph}^4}{2(1 - 2(1 + 2k^2)v_{ph} + (1 + k^2)(1 + 4k^2)v_{ph}^2)},$$

where $v_{ph} = \omega_k/k$ is the phase velocity of ETG drift wave. As the zonal flow wavenumber q approaches k , the instability threshold goes to infinity. In Figure, modulational instability growth rate is plotted as a function of k and q scales of ETG drift wave and zonal flow, respectively.



Modulational instability growth rate.

To summarize, the ETG drift fluctuations can be destabilized by the four-wave interaction mechanism with simultaneous generation of ZFs. We have found the threshold of the modulational instability and the dependence of the instability growth rate on spatial scales of ETG drift waves and excited ZFs. For the fixed wavenumber of the ETG mode k , the growth rate always has a maximum which is achieved for some intermediate value of ZF wavenumber q . When the amplitude of the ETG pump wave increases (as well as when the parameter r decreases), the region of modulational instability widens towards small k -scales. The present results thus demonstrate that ZFs in subcritical ETG turbulence can be excited by the modulational instability.

1. P. H. Diamond, S. I. Itoh, K. Itoh, and T. S. Hahn, *Plasma Phys. Control. Fusion* **47**, 35 (2005).
2. O. Gürçan and P.H. Diamond, *Phys. Plasmas* **11**, 572 (2004).

**ТРИВИМІРНІ СОЛІТОНИ ТА ВИХОРИ В БОЗЕ-КОНДЕНСАТАХ
ІЗ ДИПОЛЬ-ДИПОЛЬНОЮ ВЗАЄМОДІЄЮ**

Ю. А. Залізник, О. І. Якименко

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

Прогрес у дослідженнях бозе-кондесатів розріджених атомарних газів відкрив нові перспективи в дослідженні різноманітних нелінійних процесів і явищ. Зокрема, в бозе-кондесатах експериментально спостерігалось формування солітонів та вихорів. Світлі солітони – локалізовані самоузгоджені стаціонарні структури, що мають постійну фазу. Для вихорових солітонів характерною рисою є дислокація фази та наявність ненульового кутового моменту. Добре відомо, що у випадку притягаючої тричастинкової взаємодії солітонні структури є нестійкими щодо колапсу. Урахування нелінійних ефектів більш високого порядку може призвести до стабілізації солітонів, проте і в цьому випадку вихрові солітони в локальному нелінійному середовищі є, як правило, нестійкими щодо розвалу на окремі філаменти, що розлітаються, зберігаючи повний кутовий момент системи. Відомо, що в консервативному середовищі з притягуючою двочастинковою та відштовхуючою тричастинковою взаємодією вище деякого порогу по кількості частинок у конденсаті існують стійкі однозарядні вихори. В той же час тривимірні мультитарядні вихори завжди нестійкі (рис. 1). Прогрес в дослідженнях конденсатів атомів із значними дипольними моментами відкриває можливості створення стійких просторових структур солітонного та вихорового типів. Диполь-дипольна міжчастинкова взаємодія є суттєво нелокальною та анізотропною.

У рамках моделі середнього поля хвильова функція конденсату при температурі $T \rightarrow 0$ описується рівнянням Гроса - Пітаєвського:

$$i\hbar\partial_t\Psi = -\frac{\hbar^2}{2M}\Delta\Psi + g|\Psi|^2\Psi - g_K|\Psi|^4\Psi + g_d\int V_d(\vec{r}-\vec{r}')|\Psi(\vec{r}')|^2 d^3\vec{r}'$$

де враховано двочастинкову притягуючу ($g < 0$), тричастинкову відштовхуючу ($g_K > 0$) та диполь-дипольну міжчастинкову взаємодію з потенціалом

$$V_d(\vec{r}) = \frac{1-3\cos^2\theta}{|\vec{r}|^3}$$

У роботі [1] досліджено стаціонарні розв'язки виду $\Psi(\vec{r}, t) = \psi(r, z)e^{im\phi - i\mu t/\hbar}$, де μ – хімічний

потенціал, (r, ϕ, z) – циліндричні координати, ціле число m – топологічний заряд. Солітонним розв'язкам відповідають значення $m = 0$, вихорам $m = 1, 2, \dots$. Стаціонарні розв'язки було знайдено чисельно, а також наближено за допомогою варіаційного методу.

Було досліджено стійкість отриманих стаціонарних розв'язків щодо малих збурень на основі лінійного аналізу (рис. 2). Було обчислено максимальні інкременти нестійкості та знайдено границі стійкості для вихорових солітонів. За допомогою прямого числового моделювання еволюції збурених стаціонарних розв'язків було підтверджено висновки лінійного аналізу стійкості.

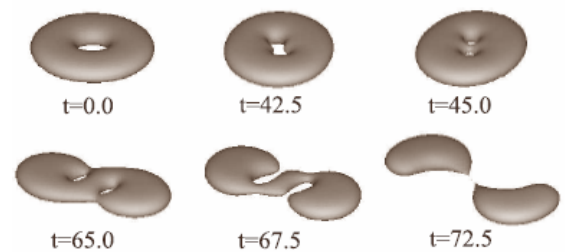


Рис. 1. Приклад нестійкої еволюції тривимірного вихорового солітону ($m = 2$).

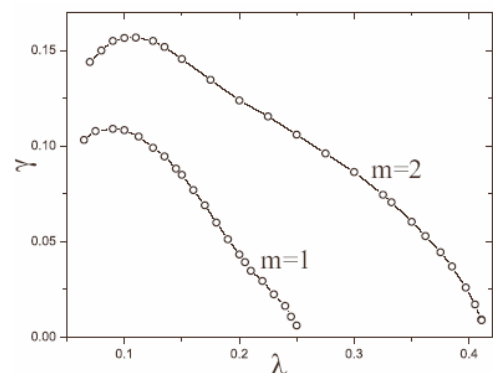


Рис. 2. Інкременти нестійкостей залежно від параметра $\lambda = -\mu|g_K|/g^2$.

У даній роботі вперше було продемонстровано існування стійких двозарядних вихорів в консервативному нелінійному середовищі.

1. Yu. A. Zaliznyak and A. I. Yakimenko Phys. Lett. A. (надіслано до друку).

ОПТИЧЕСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ИМПУЛЬСНЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ РАЗРЯДОВ В ВОДЕ

Л. М. Войтенко, А. В. Кононов, П. В. Порицкий, П. Д. Старчик

Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев

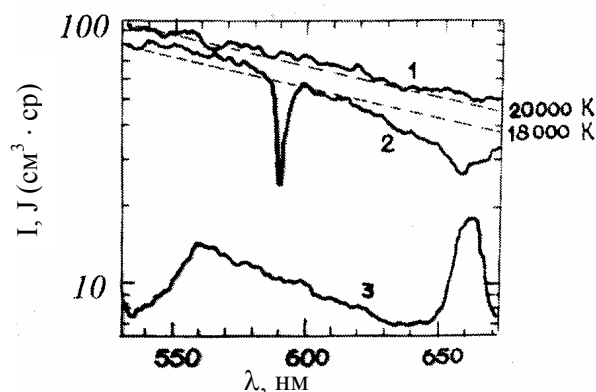
Оптическое излучение – один из основных источников информации о процессах, протекающих в неидеальной плазме импульсных разрядов в конденсированной среде. В работе рассмотрено влияние на свойства оптического излучения таких разрядов процессов в пограничном слое между плазмой и окружающей ее средой.

Показано, что неоднородное распределение интенсивности излучения по поверхности разрядных каналов, его временная эволюция и спектральные характеристики обусловлены развитием магнитогидродинамических неустойчивостей, сопровождающих ускоренное расширение разрядных каналов [1, 2]. Вызванное развитием последних турбулентное перемешивание плазмы определяет неоднородное поглощение покидающего канал излучения. В местах прогиба поверхности жидкости в сторону плазмы поглощение минимально. Спектральное распределение свечения таких участков в моменты максимального нагрева плазмы приближается к равновесному, что позволяет определять по нему степень нагрева центрального ядра плазменного столба.

Трактовку природы наблюдаемых явлений подтверждает динамика изменения спектров регистрируемого излучения при добавке в воду избирательно поглощающих свет веществ [3]. На рисунке приведены спектральные распределения излучения плазмы импульсного электрического разряда, инициированного тонким вольфрамовым проводником. Излучение регистрировалось в яркой точке поверхности такого разряда, соответствовавшей минимальной толщине переходного слоя плазмы между жидкостью и центральным прогретым столбом плазмы. Отсутствие заметного поглощения излучения холодной пристеночной плазмой на кривой 1 в области резонансного поглощения натрия свидетельствует о несущественном искажении этой плазмой спектрального распределения излучения центральной области канала, которое в данном случае оказывается близким к равновесному и позволяет достоверно судить о степени нагрева плазмы в разряде. Проявление поглощения на кривой 2 сопровождается заметным отклонением наблюдае-

мого распределения от равновесного, определяемого поглощением в холодной пристеночной области плазмы. Такая картина наблюдаемых процессов обусловлена формированием переходного слоя между плазмой и жидкостью по мере остывания канала разряда.

На основе определенных степеней нагрева плазмы проведен сравнительный анализ экспериментально определенных спектральных характеристик неидеальной плазмы импульсных электрических разрядов в воде с расчетами. Последние основывались на применении общей микрополевой теории неидеальной плазмы к слабонеидеальной плазме импульсных разрядов в воде.



Эволюция спектрального распределения излучения яркого участка поверхности канала импульсного электрического разряда в воде с добавкой NaCl (напряжение $U_0 = 12$ кВ, длина разрядного промежутка $l = 40$ мм). 1 – 2 мкс, 2 – 27 мкс; 3 – 72 мкс. Пунктирная линия соответствует равновесному распределению излучения черного тела.

1. A. V. Kononov, P. V. Porytskyu, P. D. Starchyk *et al.*, Problems At. Sci. & Techn. Ser. Plasma Phys. **3(3)/4(4)**, 256 (1999).
2. P. D. Starchyk, P. V. Porytskyu, *ibid* **2(11)**, 179 (2005).
3. Л. М. Войтенко, А. В. Кононов, П. В. Порицкий, П. Д. Старчик, *Материалы XIII Международной научной школы-семинара "Физика импульсных разрядов в конденсированных средах"* (Николаев, 2007), с. 14.

ВПЛИВ ДОДАТКОВОГО АНОДА НА ЗНАЧЕННЯ ПОТЕНЦІАЛУ ПЛАЗМИ В ПЛАЗМОВИХ ПОТОКАХ, СТВОРЮВАНИХ ЗА ДОПОМОГОЮ ДУГОВОГО РОЗРЯДУ У ПАРАХ МАТЕРІАЛУ АНОДА

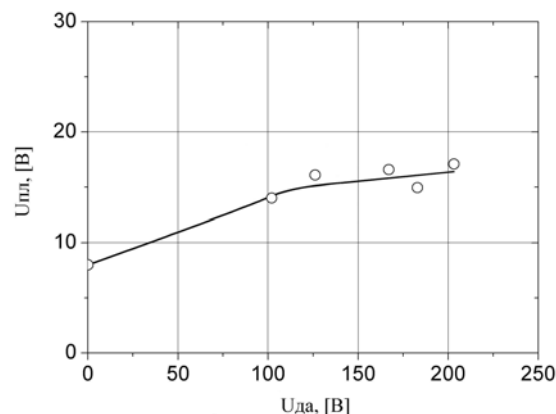
А. Г. Борисенко

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

Останнім часом збільшується інтерес до плазмових потоків з підвищеними значеннями коефіцієнта іонізації. Насамперед це пов'язано з тим, що іонне опромінення на початковій стадії нанесення плівок дозволяє впливати на їх структуру і властивості за рахунок створення локальних дефектів, подальшого впливу на створення зародків та формування металевих кластерів і ріст плівок. Значні можливості в цьому плані має генератор плазмових потоків твердофазних матеріалів, розроблений на основі несамостійного дугового розряду в парах матеріалу анода.

У роботі [1] було описано механізм формування вольт-амперної характеристики розряду даного типу. Зокрема, було доведено, що збільшення струму розряду супроводжується підвищенням прикатодного стрибка потенціалу та одночасним зниженням значення прианодного падіння потенціалу. Саме таким чином формується значення напруги на розряді в умовах нульового, відносно заземленого катода розряду, значення потенціалу додаткового анода. В цих умовах значення потенціалу розміщеного в плазмовому потоці ізолюваного електричного зонда є від'ємним і становить $-(15 - 12)$ В. Різниця між значеннями потенціалу плазми та потенціалу ізолюваного електричного зонда в потоці при умовах виникнення іонів в об'ємі розряду і обумовлює величину енергії іонів, з якою вони взаємодіють із поверхнею діелектричного матеріалу. У цих умовах частка іонів у створюваному плазмовому потоці може становити до 20 % для міді або до 60 % для титану. Разом з тим було доведено, що підвищення потенціалу додаткового анода супроводжується підвищенням коефіцієнта іонізації плазмового потоку [2]. Так, при підвищених значеннях його потенціалу частка іонів у потоці плазми може збільшуватися до 49 % для міді та до 85 % для титану. На даний момент вважається, що при збільшенні потенціалу додаткового анода суттєво змінюється й значення потенціалу плазми створюваного потоку. Тобто можливо таким чином безпосередньо керувати енергією іонів, осаджуваних на діелектричну

поверхню. Саме тому вплив потенціалу додаткового анода та створюваного ним поперечного до магнітного електричного поля на потенціал плазми у потоці й став об'єктом наших досліджень. У результаті виконаних експериментів було встановлено, що в створюваних плазмових потоках потенціал плазми слабо змінюється при зростанні потенціалу додаткового анода. На рисунку наведена залежність потенціалу плазми у створюваному потоці від величини потенціалу додаткового анода.



Залежність величини потенціалу плазми у потоці $U_{пл}$ від потенціалу додаткового анода $U_{да}$: Cu , $B = 80 \cdot 10^{-4}$ Т, $I_p = 2$ А.

Отримані дані свідчать про те, що прикладений потенціал значною мірою зосереджується у вигляді приелектродного прошарку біля додаткового анода. Даний факт радіального розподілу потенціалу є важливим у зв'язку з тим, що саме він суттєво обумовлює значення енергії іонів, з якою вони поступають на поверхню оброблюваних матеріалів.

1. A. G. Borisenko, V. A. Saenko, J. S. Podziray, *Proc. XX International Symposium on Discharge and electrical Insulation in Vacuum*, Edit de Tour, France, June 30 - July 5, 2002, p. 346.
2. A. G. Borisenko, V. A. Saenko, V. A. Rudnitsky, *IEEE Transaction on Plasma Science* **27**, 877 (1999).

ЧИСЕЛЬНЕ МОДЕЛЮВАННЯ ЕКСТРАКЦІЇ ТА ТРАНСПОРТУВАННЯ ПУЧКІВ ЗАРЯДЖЕНИХ ЧАСТИНОК ІЗ ПЛАЗМОВИХ ДЖЕРЕЛ

І. В. Літовко

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

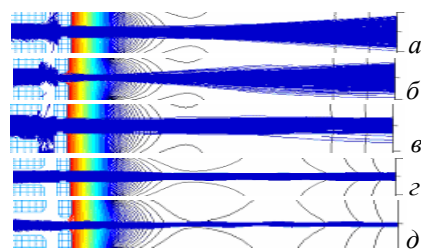
Головними задачами підвищення ефективності плазмових джерел заряджених частинок є оптимізація параметрів джерела, забезпечення стабільності пучка та збільшення його потужності, а також зменшення втрат. Основними математичними методами розв'язування таких задач являються методи чисельного моделювання, оскільки аналітичне рішення нелінійної самоузгодженої задачі, до якої зводиться проблема дослідження інтенсивних пучків заряджених частинок, може бути здійснено лише в простіших випадках. Моделювання дозволяє вибрати оптимальний варіант конструкції джерела та оцінити вплив різних параметрів на характеристики пучка.

Для моделювання формування та екстракції електронного пучка з плазми, а також його подальшого транспортування було розроблено тримірний код, оснований на кінцево-різницевої техніці, який дає змогу взяти до уваги як геометрію джерела та прискорюючого проміжку, так і фізичні умови формування пучка. Код використовує ітераційний алгоритм розв'язку самоузгодженої задачі. Для розв'язку самоузгодженої задачі використано один із варіантів методу прогонки [1] з прямим рішенням рівнянь Лоренца.

Розрахункова процедура зводиться до такого: проблемна область вкривається прямокутною сіткою з вузлами (i, j, k) , $i = 1, \dots, N$; $j = 1, \dots, M$; $k = 1, \dots, L$. Перша ітерація зводиться до розв'язку Лапласа і знаходження густини розподілу просторового заряду внаслідок розв'язування рівнянь руху для частинок. На n -й ітерації розраховуються електростатичний потенціал $\phi_{i,j,k}^n$ та його похідні. У точках межі області потенціал розраховується методом інтегральних рівнянь, а у внутрішніх точках – по черговій прогонки з використанням 7-точкової різницевої схеми. По всіх точках сітки (i, j, k) на n -й ітерації знаходиться мінімум потенціалу і для всіх $n \geq 2$ виконується релаксаційне перетворення сіткового потенціалу: $\phi_{i,j,k}^{n+1} = \alpha_n \phi_{i,j,k}^n + (1 - \alpha_n) \phi_{i,j,k}^n$. Після цього розраховується сукупність траєкторій заряджених частинок залежно від положення частинки на емітері, її початкової енергії та кутів, що визначають орієнтацію вектора початкової швидкості. Траєкторії заряджених частинок роз-

раховуються шляхом розв'язку рівнянь Лоренца з початковими умовами на поверхні емітера. Після цього на заданій сітці знаходиться густина просторового заряду та здійснюється перехід до $(n + 1)$ -ї ітерації. Відносна похибка по полю розв'язку самоузгодженої задачі на n -й ітерації оцінюється за формулою: $\delta_n = \Delta_n / \alpha_n (\phi_{nmax} - \phi_{nmin})$, де ϕ_{nmax} , ϕ_{nmin} – максимальне та мінімальне значення потенціалу на n -й ітерації відповідно.

Модель може бути використана до будь-яких плазмових джерел як до розрахунків позитивних, так і негативних іонів. Однак дебаївська довжина $\lambda_D = \sqrt{\epsilon_0 k T_e / n_e e^2}$ повинна бути менша від характерних розмірів сітки. Код було використано як для розрахунків іонних джерел типу MEVVA, так і електронних з порожнистим катодом, що дало змогу проаналізувати вплив різних плазмових параметрів та геометрії джерел на характеристики пучка та знайти оптимальні параметри, які дозволяють отримати пучок з необхідними параметрами та оптимізувати конструкції плазмових джерел [2 - 4]. На рисунку наведено приклад розрахункових траєкторій електронів залежно від величини фокусуєчого струму, для одержання гостро-сфокусованого електронного пучка.



Розраховані траєкторії пучка залежно від величини фокусуєчого струму: $a - 0$; $b - 1000$; $v - 10000$; $z - 50000$; $d - 100000$ (в амперах на виток). Струм пучка 95 мА, прискорююча напруга 20 кВ.

1. Р. П. Федоренко, *Введение в вычислительную физику* (Изд-во МФТИ, М., 1994).
2. I. Litovko, Czech. J. Phys. **B56**, 909 (2006).
3. I. Zhirkov, V. Burdovitsin, I. Litovko, E. Oks, *Proc. of the International Conference on High Current Electronics, Tomsk, 2006*, p. 67.
4. I. Litovko, A. Goncharov, G. Kirichenko, *Электроника и связь* **2**, 29 (2006).

ПЛАЗМООПТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ЦИЛИНДРИЧЕСКОГО ГАЗОВОГО РАЗРЯДА МАГНЕТРОННОГО ТИПА

И. В. Литовко¹, А. А. Гончаров²

¹*Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев*

²*Институт физики НАН Украины, Киев*

Экспериментальные исследования плазодинамических характеристик электростатических плазменных линз [1] выявили, что при определенных условиях в линзе может зажигаться самоподдерживающийся стабильный цилиндрический газовый разряд, что дало возможность рассматривать конфигурацию плазменной линзы как удобный прототип создания нового поколения плазодинамических устройств. В частности, благодаря последовательному учету плазмооптических принципов магнитной изоляции электронов и эквипотенциализации силовых линий магнитного поля [2] и некоторой модификации конфигурации фиксирующих электродов была предложена и экспериментально реализована цилиндрическая распылительная система магнетронного типа с магнито-электронным виртуальным анодом [3].

Плазмооптические системы сложны для цельного и последовательного описания физических процессов, определяющих механизмы их действия, и поэтому теоретические представления строятся на кинетических, гидродинамических, а также гибридных моделях, которые в той или иной степени адекватно описывают отдельные квазиавтономные области таких систем [4]. Плазмооптические магнетроны являются аналогами плазменных ускорителей с протяженной зоной ускорения и к ним применимы с некоторой модификацией теоретические представления, развитые для этих систем.

Цель данной работы – гидродинамический анализ плазодинамических процессов цилиндрического газового разряда в поперечном магнитном поле с замкнутым дрейфом электронов.

В основе модели лежит предположение о наличии в диодном промежутке разряда трех существенно отличающихся по характеру токопереноса квазиавтономных областей. Первая – область прикатодного падения потенциала, где формируется ускоряемый на катод ионный поток и сосредотачивается в оптимальном режиме практически все разрядное напряжение. Здесь токоперенос осуществляется в основном ионами из плазмы. Вторая – область положительного плазменного столба с замагниченными электронами и свободными ионами, где происходит генерация заряженных частиц, ионов и электронов. Токоперенос в этой области осуществляется как

ионами в сторону катода, так и электронами на анод. И, наконец, прианодная область, где в узкой зоне порядка ларморовского радиуса электронов происходит срыв электронного дрейфа и выпадение электронов на анод. В этой области разрядный ток переносится электронами. В оптимальном режиме прианодный скачок потенциала должен быть минимальным. В этой модели не учитывается влияние распыленных атомов материала катода. Ясно, что при определенных условиях это влияние может быть существенно, о чем, в частности, качественно свидетельствуют и экспериментальные данные [5]. Таким образом, система уравнений, описывающих динамику заряженных частиц в плазменном столбе диодного промежутка, сводится к следующей:

$$\vec{j}_e = \mu_{\perp} n_e e \left(\vec{E} - \frac{d(n_e k T_e)}{e n_e dx} \right),$$

$$\text{div } \vec{j}_e = \gamma \vec{j}_{ik} n_a \sigma_i,$$

$$\text{div } \vec{j}_i = \gamma \vec{j}_{ik} n_a \sigma_i,$$

$$\text{div } \vec{E} = 4 \pi e (n_i - n_e),$$

$$\frac{d}{dx} \left(\frac{5}{2} j_e T_e \right) = j_e E_x - n_a n_e \left(U_i \langle \sigma_i v_e \rangle_{\max} f \left(\frac{T_e}{U_i} \right) + \sum_b U_b \langle \sigma_b v_e \rangle_{\max} f \left(\frac{T_e}{U_b} \right) \right).$$

Полученная система уравнений решалась численно методом итераций. Последовательность приближений следующая: при заданных концентрациях n_e и n_i решаем уравнение Пуассона и находим распределение потенциала в плазменном слое. Полученные значения потенциала используем для нахождения новых значений концентрации и т.д., таким образом можно получить самосогласованное решение с заданной точностью и получить распределения потенциала по плазменному слою. Описанная модель цилиндрического газового разряда магнетронного типа находится в удовлетворительном согласии с результатами эксперимента [5].

1. A. Goncharov, I. Protsenko, G. Yushkov, I. Brown, *Appl. Phys. Lett.* **75**, 911 (1999).
2. А. И. Морозов, С. В. Лебедев, *Плазмооптика* (Атомиздат, М., 1974), **8**, с. 247.
3. A. Goncharov, *Rev. Sci. Instr.* **73**(2), 1004 (2002).
4. А. И. Морозов, N. N. Semashko, *Technical Physics Lett.*, **28**, 1052 (2002).
5. A. Goncharov, *Adv. Appl. Plasma Sci.* **5**, 295 (2005).

**ПРО ВПЛИВ НЕІДЕАЛЬНОСТІ ГУСТОЇ ПЛАЗМИ НА КОЕФІЦІЄНТ РОЗПАДУ
ПРИ КОНЦЕНТРАЦІЇ ЕЛЕКТРОНІВ $N_e \geq 10^{19} \text{ см}^{-3}$**

О. А Федорович, Л. М. Войтенко

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

Неідеальна плазма знаходить і буде знаходити в майбутньому широке використання в якості робочого тіла багатьох перспективних енергоустановок.

Експериментально вивчати процеси, що протікають в НП, досить складно через відсутність апаратури для кількісних вимірювань параметрів плазми, дуже коротких часів життя плазми, великих струмів та напруг при імпульсних електричних розрядах.

Процеси рекомбінації густої неідеальної плазми експериментально не вивчені. Для розрахунків параметрів густої плазми і побудови її моделей необхідно знати коефіцієнти іонізації та рекомбінації, часи життя іонів та електронів і їх залежності від температури та густини електронів.

Значення коефіцієнтів іонізації та рекомбінації в плазмі експериментально визначені до концентрацій електронів N_e не вищих $2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ [1, 2]. Теоретично тільки в одній роботі [3] передбачається зменшення в кілька разів коефіцієнта рекомбінації зі збільшенням N_e . Експериментальної перевірки цього передбачення не проводилось.

Для експериментального визначення коефіцієнтів розпаду (іонізації та рекомбінації) необхідно знати концентрації електронів (N_e), атомів (N_a), температури та їх зміну в часі. Такі ж дані необхідні й для теоретичних розрахунків [4].

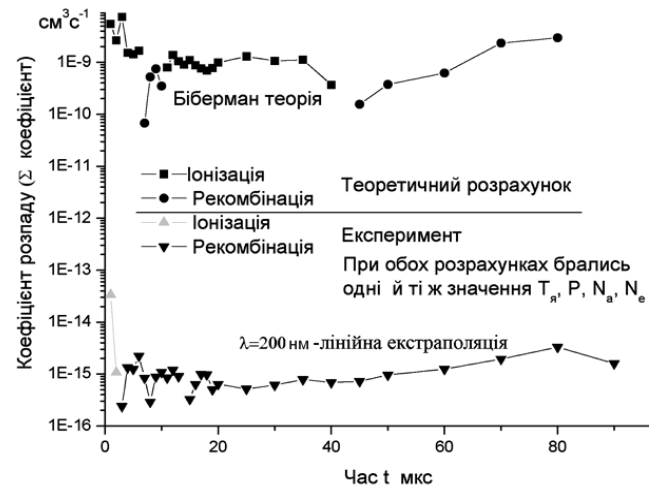
Температура імпульсних розрядів у воді та її зміна у часі визначались за інтенсивністю випромінювання суцільного спектра шляхом порівняння її з інтенсивністю еталонного джерела EB-45. Вимірювання температури проводилися в діапазоні спектра 360 - 700 нм методом монохромного фотометрування фоторозгортки спектрів у часі.

Зміна у часі тиску по моделі квазінеістискуваної рідини розраховувалась з просторово-часових характеристик радіуса каналу та радіуса фронту ударної хвилі. З рівняння стану ідеального газу та температури визначалась загальна концентрація частинок у каналі, а за формулою Саха – концентрація електронів. При обчисленні статсум урахувались тільки рівні водню, які спостерігались експериментально, але не враховувалось зниження потенціалу іонізації.

Коефіцієнт розпаду плазми обчислювався з часового ходу експериментальних значень концентрації електронів. Теоретичні значення коефіцієнтів іонізації та рекомбінації обчислювали

зі значень температури плазми, концентрацій електронів та атомів. Теоретичні обчислення проводились за роботами [2, 4]. Обчисливши коефіцієнти іонізації та рекомбінації і використовуючи значення концентрацій електронів та атомів (N_e і N_a), визначали розрахунковий коефіцієнт розпаду плазми.

Виявлено велике розходження між теоретичними та експериментальними значеннями коефіцієнтів розпаду, яке досягає 5 - 6 порядків при концентраціях електронів $>10^{19} \text{ см}^{-3}$ (див. рисунок). При зниженні концентрації електронів теоретичні та експериментальні значення коефіцієнта розпаду зближуються.



Теоретичні та експериментальні значення коефіцієнта розпаду неідеальної плазми ($W = 20 \text{ мкм}$, $U = 37 \text{ кВ}$, $l = 40 \text{ мм}$).

Урахування тільки рівнів водню, на які можлива рекомбінація, взяті з роботи [4], не пояснюють розходжень у теоретичних та експериментальних дослідженнях.

Робиться спроба пояснити розходження іншими механізмами.

1. О. А. Малкин, *Импульсный ток и релаксация в газе* (Атомиздат, М., 1974), 254 с.
2. Л. М. Биберман, В. С. Воробьев, И. Т. Якубов, *Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы* (Атомиздат, М., 1982), 177 с.
3. Ю. К. Куриленков, ТВТ **18**, 1312 (1980).
4. Д. Бейтс, А. Далгарно, *Атомные и молекулярные процессы*, под ред. Д. Бейтса (Мир, М., 1964), 224 с.

ЗАСТОСУВАННЯ ІОНІЗОВАНОГО ПАРОВОГО ПОТОКУ ПРИ ОСАДЖЕННІ ПЛІВОК МЕТАЛІВ ДЛЯ МОДИФІКАЦІЇ ЇХ СТРУКТУРИ

Є. Г. Костін

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

Енергійні частинки застосовують для впливу на плівку в процесі росту. У більшості методів (IBAD, ion plating тощо) швидкими частинками є іони інертних газів, які можуть проникати в плівку й впливати на властивості.

У роботі розглянуто плівки ніобію і заліза, отримані при впливі в процесі росту власних іонів речовини, що осаджується. Пристрій і режими осадження описано в [1].

Властивості плівок порівнювали з властивостями плівок, одержаних електронно-променевим випаровуванням (ЕПВ). Діапазон енергій іонів від 50 еВ до 4 кеВ, частка іонів у потоці частинок 0,05 - 0,3.

Структуру досліджували методами електронної мікроскопії. В усіх випадках іонний вплив приводив до збільшення розмірів зерен у площині підкладки тим більший, чим вища щільність та енергія іонів (рис. 1).

L, нм

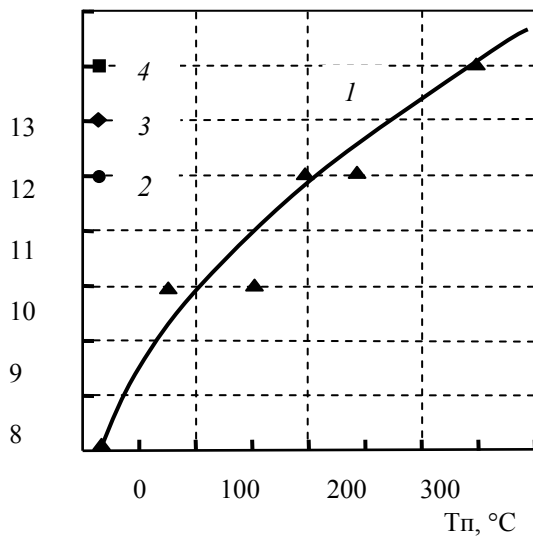


Рис. 1. Залежності розміру кристалітів L для плівок ніобію товщиною 15 нм від температури підкладки $T_{п}$, отриманих ЕПВ (1) і в умовах іонного впливу: 2 - 2 кеВ, 100 мкА / $см^2$; 3 - 3 кеВ, 190 мкА / $см^2$; 4 - 4 кеВ, 280 мкА / $см^2$.

Для плівок ніобію це говорить про те, що в умовах сильного переохолодження при конденсації,

коли $T_{п} = 0,11 - 0,22 T_{пл}$ ($T_{пл}$ - температура плавлення, К) іонний вплив сприяє утворенню більш рівноважної структури, незважаючи на радіаційні дефекти.

Для плівок заліза знайдено розподіл зерен за розмірами (рис. 2). У деяких випадках розподіл був бімодальним.

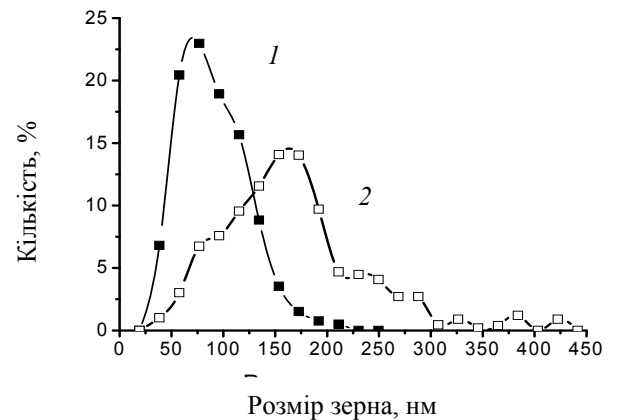


Рис. 2. Розподіл зерен за розміром: 1 - для плівки, отриманої ЕПВ, 2 - в умовах іонного впливу (3 кеВ, 300 мкА / $см^2$)

З ростом щільності та енергії іонів розподіл розширювався, максимум зміщався в бік більших зерен, середній розмір зерна зростав. Мікрорельєф поверхні плівок заліза показує більш щільне зрощення кристалітів і згладжування їхніх вершин. Згладжування вершин зерен та кутів між гранями пояснюється зростанням коефіцієнта іонного розпорощення при похилому куті падіння іонів на поверхню.

Таким чином, при іонному бомбардуванні плівок власними іонами в процесі росту відбуваються зміни форми зерен, їх розмірів і морфології поверхні в цілому, що розширює можливості керування тими властивостями плівок, що залежать від кристалічної структури.

1. Є. Г. Костін, Питання атомної науки і техніки, Сер. "Плазмова електроніка й нові методи прискорення" **5**, 131 (2006).

ИССЛЕДОВАНИЕ ПЛАЗМОДИНАМИЧЕСКИХ И ОПТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ГАЗОВОГО РАЗРЯДА ЦИЛИНДРИЧЕСКОГО МАГНЕТРОНА

А. А. Гончаров¹, А. В. Демчишин², Е. Г. Костин³¹Институт физики НАН Украины, Киев²Институт проблем материаловедения НАН Украины, Киев³Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев

Распылительные системы магнетронного типа являются одними из самых применяемых для получения функциональных, например, оптических, селективных покрытий. Обращенные цилиндрические магнетроны могут иметь почти 100 %-ный коэффициент использования материала катода, обеспечивают направленность распыленного потока на подложку, вероятность неустойчивого режима нанесения бинарных соединений существенно уменьшается.

В [1] представлены первые результаты исследований цилиндрического магнетрона обращенного типа. Данная работа является продолжением исследований с использованием оптической методики контроля параметров плазмы.

Катодом магнетрона является полый цилиндр из титана. Постоянные магниты образуют на его поверхности арочное магнитное поле (0.03 – 0.05 Тл) в виде замкнутой линии в форме меандра. Плазмообразующим газом служил аргон, реактивным – азот. Излучение плазмы вводилось в спектрометр через оптоволоконный кабель. При помощи дифракционной решетки излучение раскладывалось в спектр, который регистрировался ПЗС-линейкой.

Разработанный спектрометр позволял наблюдать спектр плазмы магнетронного разряда в диапазоне 350 – 820 нм и временем записи 5 мс с выводом на компьютер (рис. 1). Это дает возможность записывать во времени спектр в целом и выбранные линии при наблюдении динамики процессов.

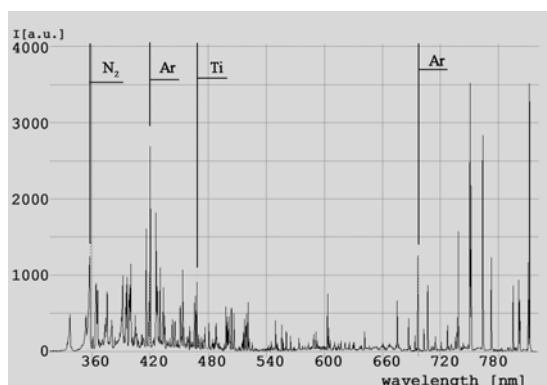


Рис. 1. Спектр магнетронного разряда в аргоне с добавлением азота.

Несмотря на обилие линий азота в разряде с чистым азотом, при напылении нитрида титана было выявлено лишь пять линий молекулярного азота из второй положительной системы.

Идентификация линий согласно [2] показала, что в спектре отсутствует излучение ионов. Для наблюдения процессов были выбраны отдельно стоящие линии молекулярного азота (357,69 нм), титана (468,19 нм) и аргона (696,54 нм).

Характер изменения интенсивностей линий титана с напуском азота показан на рис. 2. Он соответствует изменению парциального давления атомов титана в разряде.

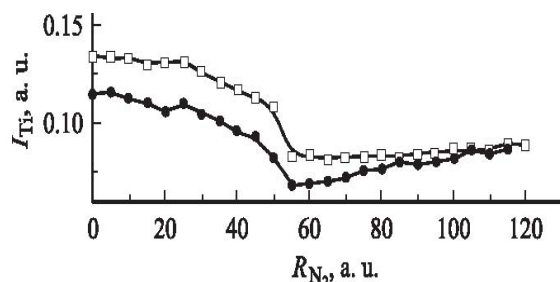


Рис. 2. Изменение интенсивности линий титана с напуском азота.

Измерены вольт-амперные характеристики разряда при различных давлениях плазмообразующего и реактивного газов.

Получены спектры излучения магнетронной плазмы в разных режимах работы.

Исследования динамики их изменения позволило определить условия для напыления пленок TiN. Образцы пленок TiN были тестированы на микротвердость, проведен их рентгенофазовый анализ. Микротвердость составила 17.1 ГПа, а модуль Юнга – 186.9 ГПа, что соответствует механическим характеристикам стехиометрического соединения TiN. Пленка нитрида титана текстурирована в направлении <111> и <311> перпендикулярно поверхности подложки.

1. А. А. Гончаров, А. В. Демчишин, Е. Г. Костин, Б. В. Стеценко, ЖТФ 77, 114 (2007).
2. А. Н. Зайдель, В. К. Прокофьев, С. М. Райский и др., Таблицы спектральных линий (Наука, М., 1969).

ДОСЛІДЖЕННЯ ПЛАЗМОХІМІЧНОГО РЕАКТОРА ДЛЯ ТРАВЛЕННЯ
ТОРЦІВ ФОТОЕЛЕКТРИЧНИХ ПЕРЕТВОРЮВАЧІВ

О. А. Федорович, М. П. Кругленко, Б. П. Полозов

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

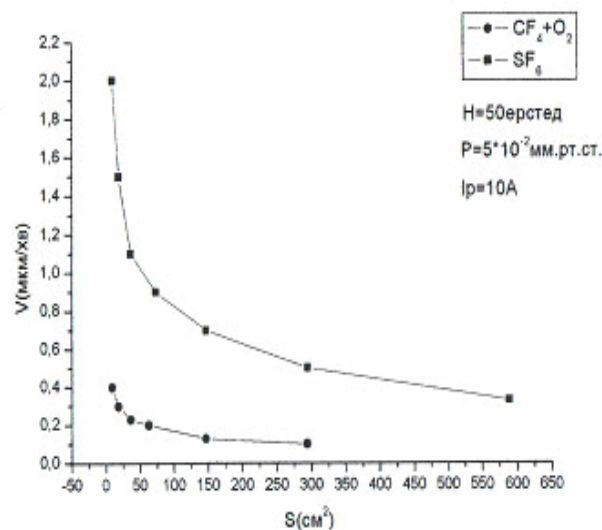
Для одержання ізоляції між лицьовою та зворотною сторонами фотоелектричного перетворювача (ФЕП) після легування кремнієвої пластини необхідно стравити легований провідний шар з бокових сторін (торців). В ІЯД НАН України був розроблений спеціальний плазмохімічний реактор (ПХР) для такого процесу, тому що реактори, які застосовувались до цього, мали низьку продуктивність. Через тривалий час травлення в таких реакторах (30 - 40 хв.) на лицьовій стороні ФЕП утворювались підтрави, що зменшувало продуктивність і погіршувало параметри перетворювачів.

Для оптимізації роботи розробленого ПХР і суттєвого скорочення часу травлення необхідно провести фізичні та технологічні випробування.

У даній роботі наведено результати досліджень розробленого ПХР для травлення торців ФЕП. Короткий опис ПХР, принцип його дії та перші результати описано в роботі [1].

Проведено дослідження залежності швидкості травлення кремнію від напруженості магнітного поля при незмінних інших параметрах розряду і площі оброблюваного зразка. Швидкість травлення кремнієвого зразка пластини ФЕП площею 10,5 см² при струмі височастотного розряду 11 А і тиску елегазу (SF₆) у камері 5 · 10⁻² мм рт. ст. при збільшенні напруженості магнітного поля від 15 до 90 Е збільшилась від 1,1 до 2,5 мкм/хв. При збільшенні розрядного струму в ПХР від 5 до 11 А, напруженості магнітного поля 50 Е і тій самій площі зразка швидкість травлення монотонно збільшується від 1,4 до 2,6 мкм/хв. На швидкість травлення суттєво впливає збільшення площі оброблюваної поверхні в ПХР. При збільшенні площі від 10 до 600 см² швидкість майже еспоненціально спадає від 2 до 0,3 мкм/хв. (див. рисунок).

Суттєво впливає на швидкість травлення кремнію і робочий газ. При використанні в якості робочого газу елегазу (SF₆) швидкість травлення кремнію в п'ять разів вища, ніж швидкість травлення того ж кремнію в традиційно використовуваних сумішах хладону -14 (CF₄) + 20 % кисню (O₂). Ефект завантаження при цьому працює аналогічно з наведеним вище (див. рисунок).



Залежність швидкості травлення монокремнію від площі оброблюваної поверхні.

Мас-спектрометричні дослідження продуктів реакції показали практично повну відсутність робочого газу та його складових у вихлопних газах. Спостерігаються лише продукти реакції робочого газу з кремнієм, що свідчить про повне використання робочого газу і високу ефективність розробленого ПХР для травлення торців фотоелектричних перетворювачів.

Час травлення торців 600 пластин ФЕП розмірами 125 × 125 мм не перевищує 10 хв, що суттєво зменшує затрави робочої сторони пластин і підвищує продуктивність та якість пластин.

Кращий зарубіжний аналог фірми Alkatel дозволяє обробити 500 пластин за годину. ПХР, розроблений в ІЯД НАН України і впроваджений на ВАТ "Квазар", дозволяє обробляти 1200 пластин за годину. При цьому в ПХР повністю використовуються робочі гази і до мінімуму зменшено викиди шкідливих сполук в атмосферу.

1. О. А. Федорович, М. П. Кругленко, В. Р. Полозов, Д. В. Луконський, А. А. Мариненко, Вопросы атомной науки и техники. Сер. "Физика плазмы" 13, 203 (2007).

РАДІАЛЬНИЙ РОЗПОДІЛ ТЕМПЕРАТУРИ В КАНАЛІ ІМПУЛЬСНИХ РОЗРЯДІВ У ВОДІ НА СТАДІЇ РЕЛАКСАЦІЇ

О. А. Федорович

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

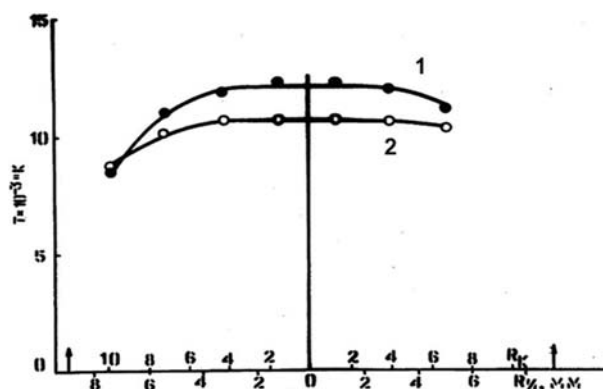
Для побудови коректної моделі каналу імпульсних розрядів у воді (ІРВ) необхідно мати радіальний розподіл температури (T). Враховуючи, що на початковій стадії розряду плазма оптично непрозора, а оптична товщина каналу (τ) становить десятки й сотні одиниць, одержати радіальний розподіл T не вдається. Але це можливо на стадіях релаксації розряду, де оптична товщина каналу зменшується внаслідок зменшення тиску й температури плазми і можна зареєструвати реабсорбоване лінійчате випромінювання каналу та його розподіл по радіусу зображення.

Дослідження розділених у просторі та часі спектрів випромінювання плазмового каналу проводили за методикою, викладеною в [1]. На стадіях релаксації розряду, а також при розрядах, характерних для розрядно-імпульсних систем, деякий час спостерігається лінійчатий спектр із реабсорбованими лініями випромінювання водню $H\alpha$ і лініями атомів металів ініціюючого провідника та електродів. Вимірювання інтенсивності J в максимумах випромінювання реабсорбованих ліній дозволяє розрахувати максимальну за променем спостереження температуру за методом Бартельса [2]. Усі умови, необхідні для застосування цього методу в плазмі ІРВ, виконуються: плазмовий канал має циліндричну симетрію, плазма знаходиться в локальній термодинамічній рівновазі [3]; монотонність спаду температури по радіусу показано в даній роботі експериментально. Наявність цих умов дало можливість виміряти інтенсивність випромінювання в максимумах випромінювання реабсорбованої лінії водню $H\alpha$ (656,3 нм) по радіусу зображення каналу. Але для перерахунку температури по реальному радіусу каналу необхідно ввести ряд поправочних коефіцієнтів. Уводяться поправочні коефіцієнти, що враховують: неоднорідність плазми ($M = 0,95$) [3]; вплив оптичної товщини на інтенсивність випромінювання в максимумі випромінювання лінії $H\alpha$ ($\gamma = 0,97$) [3]; вплив на інтенсивність випромінювання особливостей розряду у воді. Остання поправка складається з декількох поправок, що враховують: вплив циліндричної увігнутої лінзи (розсіючої), якою є плазмовий канал у воді; вплив коефіцієн-

та відбивання залежно від кута падіння променя на переході “плазма – вода” на інтенсивність зображення каналу.

Методом монохромного фотометрування з калібровкою за абсолютною інтенсивністю в максимумах випромінювання червоного та фіолетового крил лінії $H\alpha$ з урахуванням усіх поправок одержано радіальні розподіли температури плазмового каналу ІРВ на стадії релаксації і в режимах розрядів, характерних для електрогідроімпульсних установок (див. рисунок).

Розподіл радіальної температури на стадії релаксації близький до столоподібного із зниженням температури на краю каналу. Ці результати можуть підтверджувати правомірність використання в першому наближенні моделі рівномірного розподілу електропровідності по перерізу каналу і відсутність поздовжньої перегрівної нестійкості при його ініціюванні тонким провідником.



Радіальний розподіл температури в каналі ІРВ. (W , 20 мкм, 100 мм, 30 кВ, 0,43 мкГн, 77 мкс); 1 – нескоректовані, 2 – скоректовані (стрілками позначено край каналу розряду).

1. Л. Л. Пасечник, П. Д. Старчик, О. А. Федорович, *Теория, эксперимент, практика разрядно-импульсной технологии* (Наук. думка, К., 1987), с. 14.
2. Г. Бартельс, *Известия АН СССР, сер. физическая*, **22**, 742 (1958).
3. *Методы исследования плазмы*, под ред. В. Лохте-Хольтгревена (Мир, М., 1971), 552 с.

ПОЛУЧЕНИЕ НАНО- И МИКРОСТРУКТУР НА ПОВЕРХНОСТИ КРЕМНИЯ ПРИ ПОМОЩИ ПЛАЗМОХИМИЧЕСКОГО ТРАВЛЕНИЯ

О. А. Федорович¹, М. П. Кругленко¹, Б. П. Полозов¹, В. Н. Голотюк², А. А. Мариненко²

¹Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев

²ОАО «Квazar», Киев

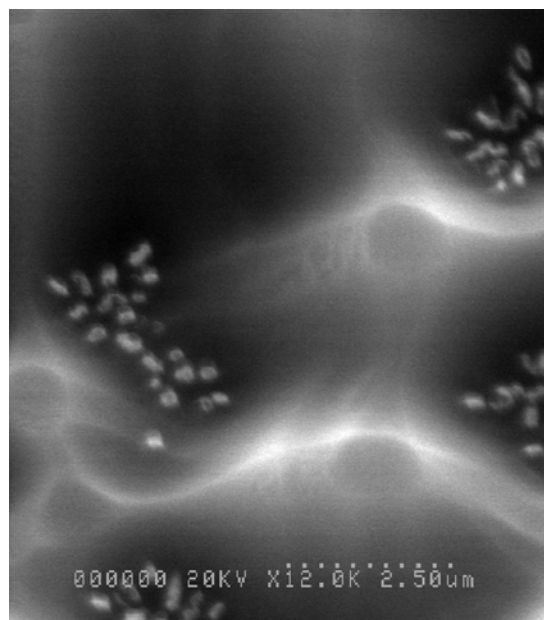
Одной из основных задач при изготовлении фотоэлектрических преобразователей (ФЭП) из кремния является повышение их КПД. Для этого необходимо создать рабочую поверхность кремния максимально развитой, которая имеет минимальный коэффициент отражения. В настоящее время для этого пользуются химическим травлением. Оно возможно потому, что для изготовления ФЭП используется монокристаллический кремний. В этом случае травление 10 %-ном раствором щелочи КОН(NaOH) возможно только по осям монокристалла. При этом получают четырехгранные пирамиды высотой ~ 5 - 6 мк с гладкими поверхностями граней. Другие виды кремния не позволяют получить малоотражающие структуры поверхности при помощи химического травления. Направление плазмохимического травления (ПХТ) не зависит от кристаллической решетки материалов и поэтому позволяет создать дополнительные микро- и нано-шероховатости на поверхности граней пирамид, производить очистку поверхности кремния после химической обработки щелочами, кислотами и промывки в деионизованной воде. Учитывая, что ПХТ происходит в вакууме $P < (1 - 10) \cdot 10^{-2}$ мм рт. ст. и при этом образуются летучие соединения, откачиваемые вакуумными насосами, поверхность кремния получается чистой.

Кроме этого, при травлении неструктурированного кремния или других видов кремния с помощью ПХТ при определенных условиях возможно получение нано- и микрошероховатостей на обрабатываемой поверхности. Нано- и микроструктуры образуются при ПХТ всех видов кремния, если проводить его при высоких скоростях травления. При ПХТ удается получать наноструктуры монокремния с очень малыми размерами (см. рисунок). Они, по-видимому, отражают зернистую структуру самого монокристаллического кремния, которая проявляется при плазмохимическом травлении. Возможны проявления и других структур, например загрязнений в монокристаллах, скорость травления которых может существенно отличаться от скорости травления кремния. Это предположение требует дополнительных исследований.

ПХТ проводилось в химически активной фторсодержащей плазме. Рабочие газы – элегаз

SF₆ и его смеси с кислородом, аргоном и другими газами. Скорость травления и энергию ионов можно регулировать в широких пределах в зависимости от поставленных задач. При этом удается получить поверхности монокремния с низким коэффициентом отражения и достаточно высокие коэффициенты полезного действия ФЭП. Кроме этого в пластинах при ПХТ поверхности не образуются скрытых дефектов, которые присутствуют при «мокром» травлении в виде остатков щелочей, кислот и загрязнений из воды. При ПХТ остатки продуктов реакций можно легко удалить с помощью бомбардировки поверхности ионами аргона или обработкой в кислородной плазме.

Получаемые при ПХТ наноструктуры необходимо исследовать не только с помощью растрового электронного микроскопа с большим увеличением с целью определения их размеров и формы, но и другими методами, позволяющими изучить их свойства и возможность применения в перспективных разработках нано- и микроэлектроники, вакуумной автоэмиссионной электроники и других областях.



Наноструктуры, полученные при ПХТ кремния.

Анотації робіт з радіоекології та радіобіології

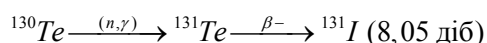
УСТАНОВКА ДЛЯ СЕРІЙНОГО ВИРОБНИЦТВА НАТРІЮ ЙОДИДУ ^{131}I

В. А. Агеєв, В. І. Дідковський, Л. О. Толочко, Н. І. Левченко

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

Радіофармацевтичні препарати (РФП) на основі ^{131}I широко використовуються для діагностики та лікування багатьох захворювань. Після Чорнобильської аварії різко зросла потреба в препараті натрію йодиду ^{131}I у зв'язку із значним збільшенням кількості онкологічних захворювань щитовидної залози населення України.

Нами для отримання ^{131}I використовується спосіб опромінення металевого телуру тепловими нейтронами в ядерному реакторі [1]:



$$\sigma = 0,22 \text{ б} \quad 25 \text{ хв}$$

Попередньо в лабораторії радіонуклідів та радіофармпрепаратів ІЯД НАН України був розроблений термохроматографічний спосіб відділення ^{131}I від матеріалу мішені - телуру. Для реалізації технологічного процесу та відпрацювання технології була розроблена та сконструйована дистанційно-керована установка для роботи з високоактивними зразками, яка розміщена всередині захисної «гарячої» камери. Установка дозволяє переробляти за один цикл 10 г металевого телуру та отримувати до 160 ГБк ^{131}I з питомою активністю 16 ГБк/мл. За допомогою цієї установки були вивчені фізико-хімічні характеристики препарату натрію йодиду ^{131}I перорального та проведені попередні лабораторні дослідження на тваринах.

Оскільки один цикл отримання препарату триває 12 год, а ^{131}I має достатньо короткий період піврозпаду - 8,04 діб, то при цьому зменшується його кількість при використанні установки в багатоцикличному режимі. Тому для реалізації кінцевої мети – серійного випуску РФП і забезпечення підвищеного попиту на препарат в Україні - була розроблена нова дистанційно керована установка для виробництва натрію йодиду ^{131}I перорального. Установка виготовлена та змонтована в «гарячій» камері.

Основними відмінностями установки від попередньої є:

1. Забезпечена можливість переробки до 100 г металевого телуру, опроміненого в реакторі.

2. Удосконалена система дистанційного керування установкою отримання натрію йодиду ^{131}I .

Для цього розроблено та впроваджено адаптер нижнього рівня. Таке впровадження дає змогу в подальшому під'єднати пристрої автоматизації вищих рівнів; забезпечує надійність керування процесом отримання РФП та підвищує оперативність заміни компонентів; скорочує кількість комунікаційних напрямків.

3. Установка дозволяє отримувати препарат з питомою активністю на порядок вищою, ніж попередня.

4. Габарити установки залишились незмінними.

У таблиці наведено характеристики препарату натрію йодиду ^{131}I , отриманого за допомогою нової установки.

Фізико-хімічні властивості натрію йодиду ^{131}I

Властивість	Європейська фармакопея	ІЯД НАН України
Радіоактивна концентрація, МБк/мл	74 ÷ 925	37 ÷ 1100 або >1850
Радіонуклідна чистота, %	99,90	99,9999
Радіохімічна чистота, %	>95	98 ÷ 99
Хімічна чистота, ppm Te		<1
Кислотність, рН	7 ÷ 10	7 ÷ 10

Основні висновки роботи:

1. Розроблена установка дозволить збільшити виробництво ^{131}I за один цикл до 1600 ГБк і підвищити питому активність ^{131}I до 160 ГБк/мл.

2. У подальшому установка може бути переведена в автоматичний режим отримання ^{131}I .

3. Якісні показники РФП залишились незмінними і задовольняють вимоги Європейської фармакопеї [2].

1. В. И. Левин, Получение радиоактивных изотопов (Атомиздат, Москва, 1972), с. 195.

2. European Pharmacopoeia, 1997, p. 1496.

НЕРАЗРУШАЮЩИЙ МЕТОД СЕРТИФИКАЦИИ ИСТОЧНИКОВ ^{90}Sr - ^{90}Y НА ОСНОВЕ ГАММА-СПЕКТРОМЕТРИИ ВЫСОКОГО РАЗРЕШЕНИЯ

А. Н. Берлизов, П. Н. Ворона, И. А. Малюк, А. Ф. Рудык, В. В. Тришин

Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев

В настоящее время "чистые" β -излучающие радионуклиды (^3H , ^{14}C , ^{32}P , ^{63}Ni , ^{90}Sr + ^{90}Y , ^{147}Pm , ^{204}Tl и пр.) находят все более и более широкое применение в промышленности, медицине и научно-прикладных исследованиях. В связи с непрерывностью спектра и малой проникающей способностью β -частиц определение активности таких источников представляет нетривиальную метрологическую задачу, требуя разработки специальных методов и методик. Обычно используемые методики на основе радиохимического разделения [1, 2] и жидкостно-сцинтилляционной β -спектрометрии [3, 4] обеспечивают достаточно высокую точность и чувствительность измерений, однако являются трудоемкими, времязатратными, дорогостоящими и требуют специальной подготовки персонала. Кроме того, данные методики требуют разрушения образца, что не всегда желательно или возможно. Для неразрушающей прецизионной аттестации "чистых" β -излучателей с активностью $A \geq 1$ ГБк иногда используют метод микрокалориметрии [5], который, однако, требует применения уникального оборудования, а при измерениях источников высокоэнергетических β -частиц определенную трудность представляет корректный учет выхода тормозного излучения из измерительного объема. В данной работе предлагается метод неразрушающего измерения активности источников ^{90}Sr - ^{90}Y на основе γ -спектрометрии высокого разрешения.

В основу метода положена регистрация квантов аннигиляционного излучения, сопровождающего процесс рождения электрон-позитронных пар (парная конверсия) при распаде возбужденного состояния 1760.72 кэВ ^{90}Zr ($0^+ \rightarrow 0^+$ переход). При использовании гамма-спектрометрии высокого разрешения аннигиляционный пик 511 кэВ надежно выделяется на непрерывном фоне тормозного излучения β -частиц источника ^{90}Sr + ^{90}Y . Поскольку интенсивность образования позитронов жестко связана с активностью источника, то данный пик может быть использован для ее количественного определения. С учетом вероятности заселения уровня 1760.72 кэВ ($P_\beta = (1.15 \pm \pm 0.14) \cdot 10^{-4}$) [6] и отношения вероятностей внут-

ренней и парной конверсий в рассматриваемом переходе ($P_{\text{IC}} / P_\pi = 2.38 \pm 0.08$) [7], количество позитронов, образующихся на один распад ^{90}Y , оценивается как $N_{e^+} = (3.4 \pm 0.4) \cdot 10^{-4}$.

Метрологические характеристики метода были исследованы в измерениях с использованием набора образцовых радиоактивных источников ^{90}Sr + ^{90}Y типа ОРР (образцовые радиоактивные растворы) и СО (стандартные образцы). Измерения проводили на гамма-спектрометрической системе фирмы Canberra с коаксиальным детектором типа GC6020 (относительная эффективность 62%, ПШПВ = 1.75 кэВ по линии 1.33 МэВ). Влияние таких паразитных эффектов, как аннигиляция позитронов на лету и рождение позитронов при взаимодействии высокоэнергетических тормозных квантов с окружением чувствительного объема детектора, оценивали расчетно-экспериментальным путем. Относительное отклонение измеренных активностей от паспортных величин находилось в пределах погрешности аттестации источников и в среднем составило 3 %. С учетом коррелированной составляющей фона, обусловленной регистрацией тормозных квантов, минимальная детектируемая активность ^{90}Sr + ^{90}Y составила 30 кБк для измерений на расстоянии 6 см от крышки детектора и времени набора спектра 6000 с.

Работа поддержана грантом Украинского научно-технологического центра (УНТЦ), проект № Uz-25.

1. S. Coheen, *DOE Methods for Evaluating Environmental and Waste Management Samples* (Battelle Press, 1997).
2. R. Collé, *Appl. Radiat. Isot.* **52**, 1 - 18 (2000).
3. B. R. S. Simpson, B. R. Meyer, *NIM* **A312**, 90 - 94 (1992).
4. W. M. van Wyngaardt, B. R. S. Simpson, *NIM* **A564**, 339 - 346 (2006).
5. R. Collé, B. E. Zimmerman, *Appl. Radiat. Isot.* **56**, 223 - 230 (2002).
6. ENSDF – Evaluated Nuclear Structure Data File (2004): www.nndc.bnl.gov
7. M. Nessim, T.H. Krause, K.E. Eklund, *Phys. Rev.* **125**, 639 - 647 (1962).

РАДІОНУКЛІДИ ДЛЯ НЕПЕРЕРВНОГО КОНТРОЛЮ БАР'ЄРІВ БЕЗПЕКИ ЯДЕРНИХ РЕАКТОРІВ МЕТОДАМИ ГАММА-СПЕКТРОМЕТРІЇ ВИСОКОЇ РОЗДІЛЬНОЇ ЗДАТНОСТІ

А. М. Берлізов, І. А. Малюк, О. Ф. Рудик, В. В. Тришин

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

Згідно з вимогами нормативних документів для оцінки радіаційного стану активної зони ядерних реакторів обов'язковим є неперервний контроль активностей реперних радіонуклідів у теплоносії першого контуру. Регламентовано також концентрації хімічних мікродомішок в ньому.

Рівень та якість контролю повинні забезпечувати можливість досліджувати максимально широке коло стаціонарних і перехідних фізико-хімічних процесів у теплоносії та ядерному пальному реактора, а в підсумку підвищувати безпеку та техніко-економічні показники роботи атомної станції.

Метою проведеної нами в 2007 р. роботи був пошук інформативних радіонуклідів та уточнення їх ядерних характеристик, за якими можлива як їх надійна ідентифікація в складних гамма-спектрах, так і визначення з високою точністю їх

концентрації у воді першого контуру реактора в широкому діапазоні активностей.

На основі результатів науково-технічних досліджень, рекомендацій та приписів нормативних документів [1 - 3], а також проведеного нами аналізу експериментальних спектрів теплоносія першого контуру при його неперервній циркуляції байпасними лініями на дослідницькому реакторі ВВЕР-М Інституту ядерних досліджень та енергетичних ядерних реакторах типу ВВЕР-1000 Хмельницької та Рівненської АЕС запропоновано оптимальні, з нашої точки зору, набори інформативних (реперних) радіонуклідів для неперервного контролю їх концентрації в теплоносії першого контуру водо-водяних ядерних реакторів. У наведеній таблиці радіонукліди об'єднані в окремі групи відповідно до їх цільового використання.

Групи реперних радіонуклідів згідно з їх цільовим призначенням

№ групи	Призначення	Основні нукліди-репери	Додаткові нукліди-репери
1	Оцінка поверхневого забруднення активної зони нуклідами поділу	¹³⁹ Ba, ¹⁴⁰ Ba, ¹⁴¹ Ba, ¹⁴² Ba, ⁹¹ Sr, ⁹² Sr	¹³⁹ Cs, ¹⁴⁰ La, ¹⁴¹ Ce, ¹⁴³ Ce, ¹⁴⁴ Ce, ²³⁹ Np
2	Контроль герметичності оболонок твелів	¹³¹ I, ¹³² I, ¹³³ I, ¹³⁴ I, ¹³⁵ I, ¹³³ Xe, ¹³⁵ Xe, ¹³⁸ Xe, ^{85m} Kr, ⁸⁷ Kr, ⁸⁸ Kr	⁸⁹ Kr, ⁸⁹ Rb, ^{135m} Xe, ¹³⁷ Xe,
3	Оцінка технологічних домішок у теплоносії першого контуру реактора	²⁴ Na, ⁴² K, ⁴¹ Ar, ⁷ Be, ³⁸ Cl, ⁸² Br, ¹²⁴ Sb, ¹⁸⁷ W	¹²² Sb, ⁷⁵ Se, ⁷⁶ As, ¹⁸² Ta
4	Розрахунок аерозольних викидів, обумовлених негерметичністю першого контуру	¹³⁴ Cs, ¹³⁷ Cs, ¹³¹ I, ¹³³ I, ¹³⁵ I, ⁵¹ Cr, ⁵⁴ Mn, ⁹⁹ Mo, ²³⁹ Np	^{99m} Tc
5	Оцінка радіоактивних продуктів корозії в першому контурі реактора	⁵⁸ Co, ⁶⁰ Co, ⁵⁹ Fe, ⁶⁵ Ni, ¹⁰⁴ Tc, ^{110m} Ag, ⁹⁵ Zr, ⁹⁵ Nb, ⁵⁶ Mn	⁹⁷ Zr, ⁹⁷ Nb, ⁶⁵ Zn, ^{69m} Zn

1. Загальні положення забезпечення безпеки атомних станцій. НП 306. 1.02/1.034 – 2000 (Державна адміністрація ядерного регулювання України, Київ, 2000).
2. В. В. Бабенко, А. Н. Берлізов, І. А. Малюк, А. Ф. Рудик, В. В. Тришин, *Удельная активность гамма-излучающих радионуклидов в теплоносителе первого контура ядерных реакторов типа*

ВВЭР-1000. Методика выполнения измерений с использованием спектрометрического комплекса СТПК-01. Свидетельство об аттестации № 7-30-05 (ННЦ "Институт метрологии", 2005).

3. А. Ф. Рудик, А. С. Казимиров, А. П. Кротенко, *Препринт КИЯИ - 87 - 3 (Ин-т ядерных исслед., 1987), 37с.*

**НАУКОВО - ТЕХНІЧНА РОЗРОБКА ОРГАНІЗАЦІЇ В ІЯД НАН УКРАЇНИ
ЛАБОРАТОРІЇ З ДОКЛІНІЧНОГО ДОСЛІДЖЕННЯ
РАДІОФАРМАЦЕВТИЧНИХ ПРЕПАРАТІВ**

Л. К. Бездробна, В. І. Федорченко, В. А. Курочкіна, Т. О. Чурюмова, Ю. О. Носач

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

У зв'язку з розробкою в ІЯД технологій отримання радіофармацевтичних препаратів (РФП) на основі реакторних радіонуклідів, виникла потреба в створенні бази для їх доклінічного дослідження (БДД) на лабораторних тваринах. При створенні експериментальної бази ДД РФП виходимо як із міжнародно-прийнятих вимог до організації дослідження потенційних лікарських засобів, правил Належної лабораторної практики, вимог Державного фармкомітету МОЗ України [1], так і з того, що РФП є радіоактивними речовинами у відкритому вигляді. Проведення дослідження на лабораторних тваринах вимагає створення належних умов для їх утримання [2]. Для забезпечення санітарно-гігієнічних нормативів в БДД передбачено поліпшену конвекційну систему з наближенням до бар'єрного типу. Приміщення БДД класифіковано як „брудні”, „бар'єрні” і „чисті”. Санітарно-розподільчий бар'єр має забезпечити захист від інфекційної контамінації. Інженерні комунікації виконуються в прихованому варіанті. Приміщення для утримання тварин будуть освітлюватися лампами денного освітлення з автоматичною системою регулювання зміни світла й темряви. Для забезпечення радіаційної безпеки територію БДД РФП розподілено на зони: „радіаційну” (за II класом робіт) – для дослідження безпосередньо РФП і „позарадіаційну” – для дослідження хімічних сполук, що слугуватимуть носіями радіонуклідів, та спостереження за контрольними тваринами. Між обома зонами передбачено з'єд-

нувальний шлюз. Кожну із зон буде оснащено окремою системою припливно-витяжної вентиляції, що забезпечить у приміщеннях 12-кратний обмін повітря в годину зі швидкістю руху 0,3 м/с, грубий ступінь його очищення та підігрів до 19 – 22 °С у зимовий період, рівень шуму не більше 50 дБ. База має такі приміщення: для утримання тварин (мишей, щурів, кролів), у тому числі карантинне, маніпуляційні, бокс для евтаназії, кварцувальне, мийні, тимчасового збереження радіоактивних відходів (РАВ), дослідницько-аналітичне, санпропускник, гардеробні, складські. Оскільки можливе утворення рідких РАВ в одній з маніпуляційних передбачено їх збирання в накопичувальну місткість, з'єднану з коліном лабораторної мийки. Маніпуляційні кімнати обладнані витяжними шафами. У БДД РФП передбачено фільтрацію питної води для тварин. Розроблено проектні контрольні рівні та інструкції з радіаційної безпеки при проведенні робіт з радіоактивними речовинами та щодо дії персоналу у випадку радіаційної аварії в БДД РФП.

1. Доклінічні дослідження лікарських засобів. Методичні рекомендації, за ред. О.В. Стефанова (Авіцена, К., 2001), 528 с.
2. Ю.М. Кожемякін, О.С. Хромов, М.А. Філоненко, Науково-практичні рекомендації з утримання лабораторних тварин та роботи з ними (Авіцена, К., 2002), 156 с.

АНАЛІЗ РАДІОЕКОЛОГІЧНОГО МОНІТОРИНГУ В РАЙОНАХ ВПЛИВУ АЕС УКРАЇНИ ТА ФІНЛЯНДІЇ

О. В. Гайдар, І. О. Павленко, В. В. Тришин

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

Відповідно до чинного законодавства в Україні дозволено експлуатацію тільки тих ядерних установок, рівень безпеки яких відповідає міжнародним вимогам. Згідно із сучасною міжнародною практикою для аналізу безпеки мають використовуватися детерміністичний та ймовірнісний підходи при розгляді впливу широкого кола процесів та подій на стан безпеки об'єкта в різних часових проміжках.

На сьогодні в Україні знаходиться значна кількість ядерних установок – підприємств поводження з радіоактивними відходами та джерелами іонізуючого випромінювання, зокрема:

15 діючих енергоблоків: 6 енергоблоків Запорізької АЕС, 4 енергоблоки Рівненської АЕС, 3 енергоблоки Південно-Української АЕС, 2 енергоблоки Хмельницької АЕС;

3 енергоблоки Чорнобильської АЕС на етапі зняття з експлуатації; об'єкт "Укриття";

2 діючих сховища відпрацьованого ядерного палива Запорізької та Чорнобильської АЕС;

сховище відпрацьованого ядерного палива, що будується на Чорнобильській АЕС;

2 дослідницьких реактора (ІЯД, м. Київ, СІЯЕП, м. Севастополь);

сховища радіоактивних відходів та підприємства, що здійснюють поводження з радіоактивними відходами: 6 спецкомбінатів ДО "Радон", ДСП „Комплекс”, ДСП „Техноцентр”;

підприємства уранопереробної промисловості; засоби транспортування радіоактивних матеріалів;

підприємства виробництва та використання джерел іонізуючого випромінювання та радіаційних технологій.

Для оцінки радіаційного моніторингу на АЕС України (Запорізькій, Рівненській, Хмельницькій та Південно-Українській) [1 - 4] було проведено порівняльний аналіз з моніторингом на АЕС Фінляндії (Ловіса та Олкілуото) [5, 6], результати якого показали, що:

а) контроль потужності експозиційної дози як на АЕС Фінляндії, так і на українських, здійснюється практично в однаковому обсязі;

б) контроль газо-аерозольних викидів на АЕС України проводиться дещо в більшому обсязі,

ніж на АЕС Фінляндії. На українських АЕС, окрім аналізу проб атмосфери, опадів, молока та сільгосппродуктів додатково проводиться контроль проб ґрунту, снігу та рослинності, у той час, як на фінських АЕС контроль обмежується атмосферою, опадами (але без контролю снігу), молоком та готовими продуктами харчування з крамниць контрольних пунктів;

в) контроль радіаційної обстановки, обумовленої надходженням радіоактивних речовин із скидними водами АЕС, на українських станціях проводиться в набагато ширшому обсязі, ніж на фінських. Наприклад, у Фінляндії здійснюється контроль лише питної води, води з поверхневих водоем (річок) та Балтійського моря. Українські АЕС надають інформацію про контроль технічної води, промислової каналізації, побутових стоків, підземних вод, донних відкладень, водоростей, риби тощо. Однак потрібно відзначити безумовну перевагу моніторингу АЕС Фінляндії в тому, що деякі види контролю здійснюються в неперервному та автоматизованому режимі.

При проведенні всіх зазначених вище робіт необхідним елементом є врахування регіональних особливостей в місцях розташування об'єкту: рельєфу, ландшафтних факторів, типу ґрунтів, гідрогеологічних умов, соціально-економічної ситуації тощо.

1. *Отчет по радиационной безопасности Ривненской АЭС за I квартал 2006 года.*
2. *ОП "Запорожская АЭС". Ежегодный отчет. Состояние радиационной защиты на Запорожской атомной электростанции (Энергодар, 2006), 109 с.*
3. *Звіт про стан радіаційної безпеки на ХАЕС за I квартал 2006 року.*
4. *ОП "Южно-Украинская АЭС". Отчет по радиационной безопасности на предприятии за 2001 г. (Южноукраинск, 2002), 41 с.*
5. S. Klemola, Ilus E. Ikaheimonen, *Surveillance of environmental radiation in Finland, Annual Report 2004* (Helsinki, 2005), 65 p.
6. *Surveillance of environmental radiation in Finland. Annual Report 2005.* STUK-B-TKO 7. (STUK, 2006), 68 p.

ІНТЕНСИВНІСТЬ ПЕРЕКИСНИХ ПРОЦЕСІВ У КРОВІ ЩУРІВ ЗА УМОВ ТРИВАЛОЇ ДІЇ ^{90}Sr

Ю. П. Гриневич¹, Л. І. Маковецька², І. П. Дрозд³, С. В. Телецька¹

¹Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

²Інститут експериментальної патології, онкології, радіобіології ім. Р. Є. Кавецького НАН України, Київ

³Інститут проблем національної безпеки при РНБО України, Київ

Упродовж останніх років успішно розвиваються уявлення про важливу роль перекисних процесів у механізмах радіаційного ураження організму. Реакції радіолізу та утворення активних радикалів притаманні всім класам біохімічних сполук, але особливо паталогічного значення вони набувають при ушкодженні хромосомного апарату клітин. Ініціювання вільнорадикальних процесів, пов'язаних із перекисним окисненням ліпідів (ПОЛ) у мембранах клітин викликає розриви ДНК, окиснення SH-груп, зшивки поліпептидних ланцюгів у білках, інактивацію ферментів, полімеризацію вуглеводнів тощо. Порушення у функціональній активності системи перекисного окислення призводять до структурних змін у ліпід-білкових комплексах, ферментних системах, мікров'язкості мембран і до її функціональних пошкоджень, що може зумовити злякисне переродження клітин. Здатність активних форм кисню пошкоджувати ДНК ядер може призводити до накопичення помилок у генетичному коді з відповідними негативними наслідками, викликати ушкодження геному і надалі репродуктивну загибель клітин або апоптоз.

Стронцій - один із найбільш біодоступних остеотропних радіонуклідів, попадаючи в організм людини і тварини вибірково накопичується в кістковій тканині, і стає постійним джерелом внутрішнього опромінення.

Представлена робота є фрагментом комплексних досліджень патофізіологічної ролі порушень перебігу перекисного окислення ліпідів у крові тварин, опромінених у різних режимах у

діапазоні малих доз. Досліджували вплив інкорпорованих радіонуклідів $^{90}\text{Sr} + ^{90}\text{Y}$, що на кінець експерименту формували поглинені дози на скелет, кістковий мозок, м'які тканини 8,0, 5,2, 1,12 сГр відповідно, на перебіг перекисних процесів у крові статевозрілих щурів-самців лінії Wistar за показниками хемілюмінесценції (світлосума свічення, амплітуда повільного і швидкого спаляху, прикінцева інтенсивність свічення). Динаміка рівня вільнорадикальних процесів має однонаправлені зміни досліджуваних параметрів до 15-ої доби експерименту і характеризується екстремальною залежністю з досягненням максимальних значень на ранніх етапах спостережень. На кінець експерименту показники хемілюмінесценції не наближаються до значень контролю. Тривале надходження $^{90}\text{Sr} + ^{90}\text{Y}$ до організму спричиняє суттєві порушення перебігу перекисних процесів у крові, що може бути зумовлене як порушенням збалансованості функціонування системи антиоксидантного захисту, так і фізико-хімічною регуляцією перекисного окислення.

Результати досліджень опубліковані в роботах:

1. Ю. П. Гриневич *та ін.*, Проблеми радіаційної медицини та радіобіології (2007). (Направлено до друку).
2. Ю. П. Гриневич *та ін.*, Тези доп. наук.-практ. конф., Віддалені наслідки впливу іонізуючого випромінювання (Нічлава, К., 2007), с. 21.

ОСОБЛИВОСТІ ОЦІНКИ ВПЛИВУ НА НАВКОЛИШНЄ СЕРЕДОВИЩЕ ПРИ ЗНЯТТІ З ЕКСПЛУАТАЦІЇ ДОСЛІДНИЦЬКОГО ЯДЕРНОГО РЕАКТОРА ВВР-М

Ю. М. Лобач, О. В. Сваричевська, В. В. Тришин

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

Дослідницький ядерний реактор (ДЯР) ВВР-М ІЯД НАН України експлуатується вже понад 47 років. За цей період не одна з аварійних ситуацій на реакторі не призвела до порушень меж та умов безпечної експлуатації. У 2004 р. НАН України схвалила документ [1], стратегічною метою якого визначено продовження експлуатації реактора до 2015 р., після чого його експлуатація буде остаточно зупинена і почнеться завершальний етап життєвого циклу реактора – зняття з експлуатації (ЗЕ). Нами проаналізовано основні фактори впливу на довкілля при виконанні робіт із ЗЕ ДЯР ВВР-М та порівняння особливостей радіаційного моніторингу при його експлуатації та під час ЗЕ. Висновки такого аналізу будуть враховані при виборі варіанту стратегії ЗЕ та використанні технологій демонтажу й поводження з радіоактивними відходами (РАВ).

Основним фактором радіаційного впливу на довкілля при експлуатації ДЯР ВВР-М є радіоактивні викиди. Скиди відсутні завдяки технологічній конструкції реактора.

Протягом усього періоду експлуатації ДЯР ВВР-М проводиться систематичний радіаційний моніторинг за впливом на об'єкти навколишнього природного середовища. Аналіз результатів спостережень свідчить, що радіаційний вплив ДЯР на довкілля (повітря, воду, ґрунт, рослинність тощо) дуже незначний і його надзвичайно важко вичленити на фоні природного радіаційного фону та техногенних забруднень, пов'язаних із чорнобильськими та глобальними випадіннями [2].

ЗЕ ДЯР буде включати такі види радіаційно-небезпечних робіт:

промивка та дезактивація технологічного обладнання;

інвентаризація РАВ;

вилучення найбільш потужних джерел іонізуючого випромінювання з метою зниження фону до початку робіт з дезактивації;

дезактивація забруднених приміщень та обладнання;

демонтаж обладнання та розбирання будівель, якщо це потрібно.

У цілому в процесі ЗЕ не передбачається понаднормативного впливу на навколишнє природне середовище, а також не передбачається нанесення йому шкоди. Проте при ЗЕ ДЯР з експлуа-

тації буде утворена певна кількість РАВ і, таким чином, залишковий вплив на довкілля через утворення додаткового об'єму РАВ при ліквідації реактора є неминучим.

При виборі найбільш прийнятної стратегії ЗЕ для конкретного ДЯР необхідно оцінити вплив великої кількості факторів, у тому числі й аналіз «витрати - користь». При цьому на вибір стратегії ЗЕ суттєво будуть впливати результати оцінки впливу на навколишнє середовище. Вирішальним фактором вибору стратегії ЗЕ є плани майбутнього використання майданчика, тобто його необмежене або обмежене використання. На сьогодні існує деяка невизначеність відносно майданчика ДЯР ВВР-М і тому в [3] розглядаються обидва варіанта стратегії ЗЕ:

а) невідкладний демонтаж реактора, який можливо виконати за 3 - 4 роки;

б) відкладений демонтаж, який буде виконано після витримки реактора в законсервованому стані протягом 30 років.

Остаточний вибір оптимальної стратегії ЗЕ буде зроблено при розробці програми ЗЕ на стадії техніко-економічного обґрунтування, при цьому враховуватимуться результати, отримані при комплексному інженерному та радіаційному обстеженні, а також економічні і екологічні оцінки, але зараз при попередній оцінці впливу ЗЕ на довкілля повинні розглядатися обидва варіанти.

Система радіаційного контролю за впливом на довкілля при ЗЕ ДЯР ВВР-М буде базуватися на діючій системі радіаційного моніторингу. Проте її необхідно модифікувати й розширити, виходячи із задач, які виникатимуть при роботах із ЗЕ. Насамперед, це пов'язано із задачами радіаційного контролю при транспортуванні відпрацьованого ядерного палива та РАВ, проведенні дезактиваційних та демонтажних робіт.

1. *Стратегічний план використання дослідницького ядерного реактора ВВР-М Інституту ядерних досліджень НАН України*. Затверджено НАН України 5.07.2004.
2. О. В. Сваричевська, А. Й. Кузьміна, Г. О. Бекірова та ін., Зб. наук. праць Ін-ту ядерних досл. **1(7)**, 107 (2002).
3. *Концепція зняття з експлуатації дослідницького реактора ВВР-М НЦ ІЯД НАН України* (Київ, 2001).

КОНЦЕПЦІЯ НОВОГО БАГАТОЦІЛЬОВОГО ДОСЛІДНИЦЬКОГО ЯДЕРНОГО РЕАКТОРА

**І. М. Вишневецький, В. В. Давидовський, Е. У. Гринік, М. В. Лисенко,
П. Г. Литовченко, Ю. М. Лобач, В. М. Макаровський, В. М. Павлович,
О. В. Сваричевська, В. В. Тришин, В. М. Шевель**

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

Дослідницький ядерний реактор (ДЯР) ВВР-М ІЯД НАН України споруджено в рамках загальнодержавної програми створення на території колишнього СРСР мережі регіональних ядерних центрів з ядерними реакторами. Фізичний пуск здійснено 12 лютого 1960 р. ДЯР ВВР-М є однією з останніх вдалих модифікацій водо-водяних реакторів. Такі реактори відзначаються простою конструкцією, зручностями проведення експериментів, відносно невеликою вартістю, низькими експлуатаційними витратами, надійністю та безпекою в роботі. Сьогодні ДЯР ВВР-М є унікальною ядерною установкою в Україні внаслідок її технічних параметрів та високої кваліфікації персоналу.

Реактор був і є дослідницькою базою для багатьох наукових, науково-технічних і учбових організацій Національної академії наук, Академії медичних наук, Міністерства освіти і науки, Міністерства палива та енергетики та інших відомств України. За 47 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. На реакторі проводились також і науково-технічні роботи, такі як нейтронно-активаційний аналіз, нейтронографія, легування кремнію, розробка та тестування різноманітних датчиків і систем внутрішньо-реакторного контролю, роботи з радіаційного і реакторного матеріалознавства, виробництво радіонуклідів.

Сучасний технічний стан реактора дозволяє його безпечно експлуатацію впродовж найближчих 8 - 10 років за умови модернізації окремих систем та елементів реактора. У 2015 р. планується остаточна зупинка реактора.

Маючи потужні ядерно-енергетичні об'єкти, Україна не може обійтись без розвитку наукової та експериментальної бази, якою є дослідницькі ядерні реактори, про що свідчить світова практика.

В ІЯД НАН України підготовлено проект "Концепції нового багатоцільового дослідницького ядерного реактора". Цей документ визначає на концептуальному рівні головні вимоги до проектування, будівництва та експлуатації ново-

го ДЯР в Україні при забезпеченні прийнятного рівня захисту людини, навколишнього природного середовища та зниження ризиків радіаційних аварій і техногенних катастроф.

Виходячи із цілей та задач побудови нового багатоцільового реактора в Концепції прийняті такі положення:

новий багатоцільовий ДЯР призначений для заміни діючого ДЯР ВВР-М, що знаходиться в експлуатації понад 47 років і який заплановано до остаточної зупинки в 2015 р.;

новий реактор буде спроектовано та споруджено з метою задоволення теперішніх і майбутніх потреб країни в потужному джерелі нейтронів;

багатоцільове призначення реактора передбачає одночасне (паралельне) проведення як фундаментальних, так і прикладних досліджень;

новий ДЯР має бути невід'ємною частиною єдиного ядерно-промислового комплексу України;

проект нового реактора повинен ґрунтуватися на загальносвітових тенденціях підвищення ефективності використання реакторних установок при безумовному дотриманні всіх вимог ядерної і радіаційної безпеки;

для розвитку інфраструктури ядерної галузі бажано спроектувати та виготовити новий ДЯР силами України;

новий ДЯР буде базовою установкою нового дослідницького ядерного центру.

У Концепції розглядаються різні можливі типи дослідницьких реакторів. Остаточний вибір може бути здійснений на тендерній основі за результатами техніко-економічного обґрунтування будівництва. Як найбільш оптимальний варіант у Концепції розглядається проектування та спорудження нового ДЯР тепловою потужністю 20 – 30 МВт, відкритого басейнового типу із середньою щільністю потоку нейтронів близько $4,0 \cdot 10^{14} \text{ н} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$.

Головним результатом виконання Концепції стане створення нового ДЯР з ефективною інфраструктурою, що забезпечить досягнення суттєвих позитивних результатів у науковій, економічній, соціальній та екологічній сферах.

ДИНАМИКА КОЭФФИЦИЕНТОВ НАКОПЛЕНИЯ ^{137}Cs РЫБАМИ-БЕНТОФАГАМИ В ВОДОЕМАХ С РАЗЛИЧНЫМИ УРОВНЯМИ РАДИОНУКЛИДНОГО ЗАГРЯЗНЕНИЯ**О. Л. Зарубин¹, В. В. Канивец², Е. Н. Волкова³, В. В. Беляев³, А. А. Залисский⁴**¹*Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев*²*Украинский научно-исследовательский гидрометеорологический институт, Киев*³*Институт гидробиологии НАН Украины, Киев*⁴*ДСНВП «Экоцентр», Чернобыль*

До аварии на ЧАЭС коэффициенты накопления (КН) ^{137}Cs рыбами-бентофагами ее водоема-охладителя находились в пределах 600 - 1200. После аварии диапазон КН ^{137}Cs в разных водоемах был расширен до 190 - 3200, хотя основная масса значений находилась в пределах 500 - 1500.

В результате аварии 1986 г. содержание ^{137}Cs в воде водоема-охладителя увеличилось в десятки - сотни тысяч раз.

Несмотря на то, что даже через год после аварии содержание ^{137}Cs в воде водоема-охладителя ЧАЭС превышало доаварийные показатели в 3000 - 10000 раз, это не повлияло на величину КН ^{137}Cs рыбами-бентофагами.

Наивысшие КН ^{137}Cs , до 3200, зарегистрированы у рыб-бентофагов Каневского водохранилища в 1995 - 1999 гг., что является отличительной особенностью данного водоема. Среди многочисленных причин, потенциально влияющих на характеристики накопления радионуклидов гидробионтами, в данном случае выявить реально действующие факторы мы не можем.

Обнаружены видовые особенности динамики КН ^{137}Cs . Так, у леща и густеры водоема-охладителя ЧАЭС проявляется сходство численных зна-

чений КН и динамики КН ^{137}Cs . В первые шесть послеаварийных лет КН ^{137}Cs постоянно снижались. У плотвы того же водоема в это же время наблюдалось повышение КН ^{137}Cs . Вероятно, здесь играют некоторую роль различия в спектре питания данных видов, так как густера и лещ, в основном, предпочитают «мягкий» бентос, а плотва – дрейссену.

В 1992 г. наблюдается выраженный подъем значений КН ^{137}Cs у всех изученных рыб-бентофагов Каневского водохранилища и водоема-охладителя ЧАЭС. У леща Киевского водохранилища этот пик регистрировался годом ранее. Второй менее выраженный подъем значений КН ^{137}Cs замечен в 1997 - 1998 гг.

Несмотря на существенные различия в содержании ^{137}Cs в воде, сходные значения КН ^{137}Cs рыбами-бентофагами регистрируются в генетически близких водоемах. Например, 1) р. Припять, Семиходский старик, и оз. Глубокое; 2) Киевское и Каневское водохранилища.

В исследованном диапазоне различий содержания ^{137}Cs в воде (до 10000 раз) не обнаружено достоверной взаимосвязи между уровнями удельной активности ^{137}Cs и КН ^{137}Cs рыбами-бентофагам.

ОЦЕНКА КОЭФФИЦИЕНТОВ ПЕРЕХОДА ^{137}Cs ПО ТРОФИЧЕСКОЙ ЦЕПИ «ВЗВЕСИ → ЩУКА» В РАЗНЫХ ВОДОЕМАХ

О. Л. Зарубин

Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев

Коэффициенты перехода (КП) ^{137}Cs по звеньям «взвеси → дрейссена» самые низкие в ряду изучаемых КП в данной трофической цепи. Во всех исследованных водоемах, как правило, они находились на уровне 0,1 - 0,5.

КП ^{137}Cs на участке цепи «дрейссена → плотва» в водоеме-охладителе ЧАЭС относительно были стабильны и находились в пределах 2 - 3, за исключением 1998 г., когда они поднялись до 6 (что также повлияло на достоверность усредненных значений). В Каневском водохранилище значения КП ^{137}Cs по звеньям «дрейссена → плотва» в среднем примерно в два раза ниже (1,4).

Наиболее высокие КП ^{137}Cs регистрируются на последнем участке исследуемой рыбной пи-

щевой цепи, ведущей к человеку, «плотва → щука», где они достигают 8,8 (р. Припять). Следует отметить, что как в р. Припять, так и в водоеме-охладителе усредненные значения КП ^{137}Cs по этим звеньям из-за малого количества данных, большого разброса значений и встречающихся аномально высоких значений можно считать только оценочными.

Самые стабильные КП ^{137}Cs по звеньям «плотва → щука» (1,3 - 2,7) регистрировались в Каневском водохранилище, что, вероятно, объясняется относительно равномерным радионуклидным загрязнением акватории данного водоема по сравнению с р. Припять и водоемом-охладителем ЧАЭС.

^{137}Cs В РЫБАХ ВОДОЕМА-ОХЛАДИТЕЛЯ ПОСЛЕ ПРЕКРАЩЕНИЯ ЭКСПЛУАТАЦИИ ЧАЭС

О. Л. Зарубин¹, А. А. Залисский², И. А. Малюк¹, Л. А. Головач¹, А. И. Головач¹, С. В. Телецкая¹

¹*Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев*
²*ДСНВП «Экоцентр», Чернобыль*

Со времени прекращения работы ЧАЭС в 2000 г. содержание ^{137}Cs в воде водоема-охладителя (ВО) ЧАЭС к 2005 г. снизилось почти в два раза. Из всех изученных видов рыб только для красноперки было характерно такое же снижение, что возможно объяснить вероятным снижением содержания ^{137}Cs в ее пище – обрастаниях и нитчатых водорослях, удельная радиоактивность которых напрямую зависит от радионуклидного загрязнения воды.

В большинстве видов рыб существенного снижения содержания ^{137}Cs не произошло. В леще, густере и канальном соме удельное содержание ^{137}Cs с 2000 по 2006 г. не изменилось.

Содержание ^{137}Cs в уклее в 2006 г. достоверно увеличивается, что возможно связано с количественным и качественным изменением видового состава планктона в результате снижения температуры воды ВО после прекращения работы ЧАЭС.

Исчез температурный шок при прохождении гидробионтов через систему охлаждения ЧАЭС. Прекратилось принудительное циркуляционное течение.

Начиная с первых звеньев, происходит кор-

рекция пищевых цепей в данной экосистеме. Изменилась структура перифитона, увеличилось количество таксономических групп макрозообентоса. Происходит зарастание берегов водоема высшей водной растительностью, что создает благоприятные условия для нереста и обитания фитофильных видов рыб. Так, в последние годы на акватории водоема впервые были отловлены молодые экземпляры щуки.

Значительно уменьшилось количество нерестующих теплолюбивых канальных сомов. В то же время благодаря подпитке водой из р. Припять в ВО ЧАЭС продолжают поступать различные гидробионты, которые в новых температурных условиях чувствуют себя достаточно комфортно. Например, с 2002 г. в ВО регулярно отлавливается ерш, ранее не встречавшийся здесь.

Таким образом, отсутствие снижения содержания ^{137}Cs в рыбах ВО после прекращения работы ЧАЭС, вероятно, можно объяснить перестройкой трофических цепей, по которым этот радионуклид мигрирует и, начиная с планктона, поступает вместе с пищей последующим звеньям трофических цепей, сложившихся в данной экосистеме.

ВМІСТ ^{95}Zr У КОМПОНЕНТАХ ЕКОСИСТЕМИ ВОДОЙМИ-ОХОЛОДЖУВАЧА ЧАЕС**О. Л. Зарубін***Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

У 1986 - 2006 рр. на акваторії водойми-охолоджувача ЧАЕС відбиралися проби води, водної рослинності та риби. У період 1986 - 1990 рр. було відібрано понад 3000 проб. У зв'язку з відносно коротким періодом напіврозпаду (65 діб) ^{95}Zr реєструвався нами в більшості проб в 1986 - 1988 рр., а в окремих пробах – до 1990 р. включно. Починаючи з 1991 р. ^{95}Zr у компонентах, що були відібрані у водоймі-охолоджувачі, нами не був знайдений.

Очевидно, весь ^{95}Zr перебував у вигляді нерозчинних «гарячих» частинок. Основна кількість ^{95}Zr надійшла у водойму-охолоджувач під час аварії на ЧАЕС, а надалі відбувалося незначне додаткове аерозольне надходження цього радіонукліда, імовірно обумовлене переносом його з пилом.

Менше всього ^{95}Zr (2 - 50 Бк/л) було вияв-

лено у воді, де він, мабуть, був фіксований на суспензіях. Максимальний вміст ^{95}Zr був характерний для вищих водних рослин (20000 - 1000000 Бк/кг сухої маси) і обростань (10000 - 68000 Бк/кг сухої маси).

^{95}Zr реєструвався в 128 пробах у дев'яти видах риби, причому за винятком однієї проби хижак – жереха, усі інші проби були представлені «мирними» видами риби, планктофагами, бентофагами та фітофагами. Найбільша кількість ^{95}Zr (до 60000 Бк/кг сирої маси) виявлялося у внутрішніх органах риби-бентофагів. Очевидно, практично весь ^{95}Zr перебував у вигляді нерозчинних частинок, які попадали з кормом у вміст шлунково-кишкового тракту. Імовірно, окремі частинки могли бути фіксовані на органах і тканинах риби, які безпосередньо контактують із водою (голова, плавці, луска, слиз).

ДИНАМИКА КОЕФФІЦІЕНТОВ НАКОПЛЕННЯ ^{137}Cs РИБАМИ-ИХТИОФАГАМИ В ВОДОЕМАХ С РІЗНИМИ УРОВНЯМИ РАДІОНУКЛІДНОГО ЗАГРЯЗНЕННЯ**О. Л. Зарубін¹, В. В. Канівец², Е. Н. Волкова³, В. В. Беляев³, А. А. Залиський⁴**¹*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*²*Український науково-дослідницький гідрометеорологічний інститут, Київ*³*Інститут гідробіології НАН України, Київ*⁴*ДСНВП «Екоцентр», Чернобіль*

До аварії на ЧАЕС при низкій удельній активності води коефіцієнти накоплення (КН) ^{137}Cs рибами-ихтиофагами збільшилися з 1980 г. по 1983 - 1984 гг. приблизно в 2 рази, досягаючи 2000 у щуки і 3500 у судака.

Після аварії на ЧАЕС КН ^{137}Cs рибами-ихтиофагами досліджуваних водойм доволно плавно піднімалися до 1990 - 1991 гг., к цьому часу досягнувши свого максимуму. Найвищий КН ^{137}Cs рибами-ихтиофагами зареєстрований в 1991 г. у щуки водойми-охолоджувача ЧАЕС, де він становив 9560.

У щуки і судака спостерігався значущий розброс значень КН ^{137}Cs , що, ймовірно, обумовлено широким вибором кормових об'єктів з різним вмістом ^{137}Cs . В той же час у жереха, який є стенофагом, КН ^{137}Cs знаходилися в більш вузькому діапазоні.

Характеристики динаміки КН ^{137}Cs у щуки Київського і Канівського водохранилищ схожі, що, очевидно, обумовлено схожістю гідрологічних і гідрохімічних характеристик дан-

них водойм.

В окремі роки за період 1991 - 1999 гг. в рибах-бентофагах і рибах-ихтиофагах Канівського водохранилища р. Дніпр в декілька раз підвищувалися КН ^{137}Cs . Аналогічне явище реєструвалося і на акваторії Київського водохранилища. Пояснення цього явища нами поки не знайдено.

В період досліджень вміст ^{137}Cs в воді досліджуваних водойм знаходився від 0,01 до 70 Бк/л. Додаткову дозову навантаження на рибу викликав ^{90}Sr , вміст якого в воді всіх досліджуваних водойм, за винятком водойми-охолоджувача ЧАЕС, був в декілька раз вище, ніж ^{137}Cs . В досліджуваному діапазоні значень удельного вмісту ^{137}Cs в воді і в даних діапазонах доз їх рівні не впливали на величину КН ^{137}Cs рибами-ихтиофагами. Очевидно, величину КН ^{137}Cs рибами-ихтиофагами визначають фактори нерадіаційної природи.

СЕЗОННАЯ ДИНАМИКА НАКОПЛЕНИЯ ^{137}Cs ГРИБАМИ-МАКРОМИЦЕТАМИ НА ТЕРРИТОРИИ КИЕВСКОЙ ОБЛАСТИ

Н. Е. Зарубина

Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев

Анализ данных сезонных изменений содержания ^{137}Cs в плодовых телах грибов различных видов на территории Киевской области и Чернобыльской зоны отчуждения, полученных в 2006 г., показал сложный характер этого процесса в течение вегетационного периода (рис. 1 и 2). Данные получены и проанализированы впервые.

К концу вегетационного периода отмечается возрастание уровней удельной активности ^{137}Cs в плодовых телах грибов. Это может быть связано с ежегодным увеличением биомассы почвенного мицелия в сентябре – октябре. При скачкообразном росте грибной мицелий интенсивно накапливает минеральные элементы из почвы, в том числе ^{137}Cs , и передает его в плодовые тела, таким образом, увеличивая содержание в них этого радионуклида. После окончания вегетационного периода какая-то часть мицелия отмирает и содержащийся в нем ^{137}Cs попадает в почву, а с началом следующей ежегодной вегетации ^{137}Cs начинает постепенно накапливаться в растущем мицелии. С этим

процессом может быть связаны самые низкие уровни удельной активности цезия в июне для большинства исследованных видов.

На протяжении вегетационного периода отмечены значительные колебания уровней удельной активности ^{137}Cs в большинстве исследованных видов. Подвижность и биодоступность ^{137}Cs в почве, как хорошо растворимого элемента, возрастает при увеличении влажности почв. Вероятно, пики уровней удельной активности ^{137}Cs в грибах на протяжении вегетационного периода связаны именно с обильными осадками, которые предшествовали появлению плодовых тел.

Различия в сезонной динамике накопления ^{137}Cs грибами связаны с видовыми, возможно физиологическими, особенностями мицелия каждого вида, к которым относятся: количество цезия, содержащегося в плодовых телах разных видов грибов в начале вегетационного периода; отношение удельной активности ^{137}Cs в октябре по отношению к июню; отличия в динамике накопления этого радионуклида.

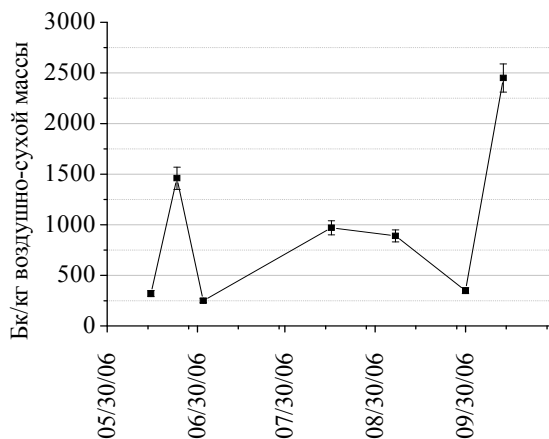


Рис. 1. Содержание ^{137}Cs в белом грибе на полигоне «Стайки» в 2006 г.

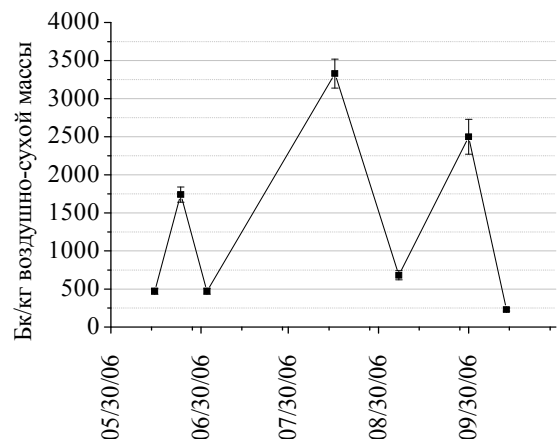


Рис. 2. Содержание ^{137}Cs в подберезовике на полигоне «Стайки» в 2006 г.

Исходя из полученных данных, можно предположить, что в зависимости от сезона и погодных условий содержание ^{137}Cs в грибном мице-

лии может значительно варьировать, а переход этого радионуклида по цепи «почва - мицелий» является нестабильным

Публікації в реферованих журналах

Ядерна фізика

В.И. Гранцев, В.В. Давидовский, К.К. Кисурин, С.Е. Омельчук, Г.П. Палкин, Ю.С. Рознюк, Б.А. Руденко, В.С. Семенов, Л.И. Слюсаренко, Б.Г. Стружко, В.К. Тартаковский, В.А. Шитюк
Возбуждение средних ядер в области континуума при неупругом рассеянии дейтронов
Вопросы атомной науки и техники **5(48)**, 13-17 (2007)

Ю.М. Малюта, Т.В. Обиход
AdS/CFT-соответствие и микроскопические черные дыры
Доповіді НАНУ **5**, 81-83 (2007)

Ю.М. Малюта, Т.В. Обиход
Новая физика за пределами стандартной модели
Доповіді НАНУ **9**, 59-61 (2007)

Т.В. Обиход
Спектры суперструн
Доповіді НАНУ **11**, 88-89 (2007)

A.T. Rudchik, V.O. Romanyshyn, E.I. Koshchy, A. Budzanowski, K.W. Kemper, K. Rusek, V.D. Chesnokova, J. Choiński, B. Czech, L. Głowacka, S. Kliczewski, V.M. Kyryanchuk, S.Yu. Mezhevych, A.V. Mokhnach, O.A. Momotyuk, O.A. Ponkratenko, R.Siudak, I. Skwirczyńska, A. Szczurek
Isotopic effects in the ${}^7\text{Li} + {}^{10,11}\text{B}$ elastic and inelastic scattering
Eur. Phys. J. A **33**, 317–325 (2007)

V. Aushev, S. Prystupa, V. Pugatch, Y. Pylypchenko *et al.*
A measurement of the ψ' to J/ψ production ratio in 920 GeV proton-nucleus interactions
Eur. Phys. J. C **49**, 545-558 (2007)

V. Aushev, S. Prystupa, V. Pugatch, Y. Pylypchenko *et al.*
 K^0 and phi meson production in proton-nucleus interactions at $\sqrt{s} = 41.6$ GeV
Eur. Phys. J. C **50**, 315-328 (2007)

V. Aushev, S. Prystupa, V. Pugatch, Y. Pylypchenko *et al.*
Measurement of D^0 , D^+ , D_s^+ and D^{*+} production in

fixed target 920 GeV proton-nucleus collisions
Eur. Phys. J. C **52**, 531-542

S. Chekanov, M. Derrick, S. Magill, V. Aushev *et al.*

Dijet production in diffractive deep inelastic scattering at HERA
Eur. Phys. J. C **52**, 813-832 (2007)

А.П. Войтер
Анализ влияния скрытых абонентов в сети ad-hoc
Зв'язок **3**, 42-44 (2007)

А.П. Войтер
Влияние длины пакетов на пропускную способность MAC уровня пакетных радиосетей
Зв'язок **5**, 42-45 (2007)

С.Г. Бунин, А.П. Войтер
Ретрансляция в радиосетях Ad hoc
Зв'язок **6**, 40-42 (2007)

А.П. Войтер
Повышение пропускной способности MAC-уровня сотовых радиосетей с коммутацией пакетов
Зв'язок **7**, 43-46 (2007)

А.П. Лашко, Т.Н. Лашко
Об энергии уровня 8_2^- 1479 кэВ ${}^{178}\text{Hf}$
Известия РАН, сер. физ. **71**, 454-456 (2007)

А.П. Лашко, Т.Н. Лашко
Прецизионные измерения энергии гамма-лучей, возбуждающихся при распаде ${}^{191}\text{Pt}$
Известия РАН, сер. физ. **71**, 765-768 (2007)

И.Н. Вишневский, В.А. Желтоножский, Л.П. Кацубо, Н.В. Стрильчук, П.Н. Трифонов, С.Н. Федоткин
Возбуждение позитронами ${}^{113m,115m}\text{Tl}$
Известия РАН, сер. физ. **71**, 912-914 (2007)

С.С. Драпей, В.А. Желтоножский, Л.В. Садовников, Н.В. Стрильчук, О.Г. Шкулькова
Исследование эффектов проникновения в E1- и M1-переходах ${}^{44}\text{Sc}$
Известия РАН, сер. физ. **71**, 915-917 (2007)

- И.Н. Вишнеvский, С.С. Драпей, В.А. Желтоножский, Н.В. Стрильчук, Е.О. Кочергина
Исследование возбуждения атомов Ag в процессе внутренней конверсии γ -лучей
Известия РАН, сер. физ. **71**, 918-921 (2007)
- S.V. Shevchenko, I.L. Zaitsevsky, L.S. Saltykov, B.V. Kozgushko, S.V. Artemov
Statistical analysis of the Saturation of Charge Sensitive Pre-amplifiers
IEEE Transactions on Nuclear Science **54**, 186-191 (2007)
- V.S. Olkhovsky, E.Recamì
Recent Developments in the Study of Time as a Quantum Observable
Int. J. Mod. Phys. **A 15**, 5063-5087 (2007)
- V.A. Plujko, O.M. Gorbachenko, I.M. Kadenko
Vibrational state contribution to nuclear level density
Int. J. Mod. Phys. **E 16**, 570-579 (2007)
- P. Belli, R. Cerulli, F.A. Danevich, B.V. Grinyov, A. Incicchitti, V.V. Kobychyev, M. Laubenstein, S.S. Nagorny, A. V.Tolmachev, V. I.Tretyak, R.P. Yavetskiy
Intrinsic radioactivity of $\text{Li}_6\text{Eu}(\text{BO}_3)_3$ crystal and a decays of Eu
Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. **A 572**, 734-738 (2007)
- M. Agari, V. Pugatch, D. Volyansky *et al.*
Design and production of detector modules for the LHCb silicon tracker
Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. **A 579**, 736-741 (2007)
- V.M. Pugach, M. Borisova, A. Myklhalenko, O.A. Fedorovich *et al.*
Micro-strip metal detector for beam profile monitoring
Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. **A 581**, 531-534 (2007)
- V. Aushev, S. Prystupa, V. Pugatch, Y. Pylypchenko *et al.*
Luminosity determination at HERA-B
Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. **A 582**, 401-412 (2007)
- M. Zadro, A. Di Pietro, P. Figuera, M. Fisichella, M. Lattuada, A. Magio, F. Pansini, V. Scuderi
O.Yu. Goryunov, V.V. Ostashko
Stopping power of helium gas for ${}^9\text{Be}$ ions from 2 to 31 MeV
Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. **B 259**, 836-840 (2007)
- V.P. Aleshin
Nonequilibrium statistical-operator theory of nuclear dissipation
Nucl. Phys. **A 781**, 363-386 (2007)
- A.A. Rudchik, A.T. Rudchik, S. Kliczewski, E.I. Koshchy, O.A. Ponkratenko, K.W. Kemper, K. Rusek, A. Budzanowski, J. Choiński, B. Czech, T. Czosnyka, V.D. Chesnokova, L. Głowacka, E. Kozik, V.M. Kyryanchuk, S.Yu. Mezhevych, A.V. Mokhnach, O.A. Momotyuk, I. Skwirszyńska, R. Siudak, A. Szczurek
Elastic and inelastic scattering of ${}^7\text{Li} + {}^{16}\text{O}$ versus ${}^7\text{Li} + {}^{16}\text{O}$
Nucl. Phys. **A 785**, 293-306 (2007)
- P. Belli, R. Bernabei, F. Cappella, R. Cerulli, C.J. Dai, F.A. Danevich, A. d'Angelo, A. Incicchitti, V.V. Kobychyev, S.S. Nagorny, S. Nisi, F. Nozzoli, D. Prospero, V. I. Tretyak, S. S. Yurchenko
Search for a decay of natural Europium
Nucl. Phys. **A 789**, 15-29 (2007)
- S. Chekanov, M. Derrick, S. Magill, V. Aushev *et al.*
Multijet production at low xB in deep inelastic scattering at HERA
Nucl. Phys. **B 786**, 152-180 (2007)
- S. Chekanov, M. Derrick, S. Magill, V. Aushev *et al.*
Measurement of (anti)deuteron and (anti)proton production in DIS at HERA
Nucl. Phys. **B 786**, 181-205 (2007)
- A.G. Magner, A.M. Gzhebinsky, S.M. Fedotkin
Semiclassical inertia of nuclear collective dynamics
Phys. Atom. Nucl. **70**, 647-657 (2007)
- A.G. Magner, A.M. Gzhebinsky, S.M. Fedotkin
Shell-structure inertia for slow collective motion
Phys. Atom. Nucl. **70**, 1859-1872 (2007)
- A.T. Rudchik, K.W. Kemper, A.A. Rudchik, A.M. Crisp, F. Maréchal, O.A. Momotyuk, O.A. Ponkratenko, B.T. Roeder
Tensor analyzing powers and energy dependence of the ${}^7\text{Li} + {}^{16}\text{O}$ interaction
Phys. Rev. **C 75**, 024612/1-8 (2007)

- V. Yu. Denisov, N. A. Pilipenko
Interaction of two deformed, arbitrarily oriented nuclei
Phys. Rev. C **76**, 014602/1-18 (2007)
- A.E. Stuchbery, A. Nakamura, A.N. Wilson, P.M. Davidson, H. Watanabe, A.I. Levon
Relative g -factor measurements in the stable Te isotopes
Phys. Rev. C **76**, 034306/1-9 (2007)
- L. Borowska, K. Terenetsky, V. Verbitsky, S. Fritzsche
Dynamic polarization of light halo nuclei in strong fields: ${}^6\text{He} + {}^{209}\text{Bi}$ elastic scattering below and close to the Coulomb barrier
Phys. Rev. C **76**, 034606/1-6 (2007)
- P. Belli, R. Bernabei, N. Bukilic, F. Cappella, R. Cerulli, C.J. Dai, F.A. Danevich, J.R. de Laeter, A. Incicchitti, V.V. Kobychev, S.S. Nagorny, S. Nisi, F. Nozzoli, D.V. Poda, D. Prospero, V.I. Tretyak, S.S. Yurchenko
Investigation of β decay of ${}^{113}\text{Cd}$
Phys. Rev. C **76**, 064603/1-10 (2007)
- S. Chekanov, M. Derrick, V. Aushev *et al.*
High- E_T dijet photoproduction at HERA
Phys. Rev. D **76**, 072011/1-19 (2007)
- V. Aushev, S. Prystupa, V. Pugatch, Y. Pylypchenko *et al.*
Bottom production cross-section from double muonic decays of b -flavoured hadrons in 920-GeV proton-nucleus collision
Phys. Lett. **B 650**, 103-110 (2007)
- S. Chekanov, M. Derrick, S. Magill, V. Aushev *et al.*
Bose-Einstein correlations of charged and neutral kaons in deep inelastic scattering at HERA
Phys. Lett. **B 652**, 1-12 (2007)
- O.I. Солодянникова, Н.П. Атаманюк, В.П. Шевченко, Н.К. Родіонова, В.М. Шевель, С.С. Макеєв, Г.Г. Сукач
Результати доклінічного дослідження ${}^{99m}\text{Tc}$ -пертехнетату вітчизняного виробництва
Український радіологічний журнал **15**, 315-323 (2007)
- А.П. Войтер
Протокол множественного доступа с адаптивной дозагрузкой канала
Управляющие системы и машины **3**, 64-66, 92 (2007)
- А.П. Войтер
Управление задержкой передачи в пакетных радиосетях
Управляющие системы и машины **4**, 81-84, 92 (2007)
- А.П. Войтер
Фрагментация конфликтов в пакетных радиосетях
Управляющие системы и машины **5**, 76-80 (2007)
- І.О. Корж, М.Т. Скляр, А.Д. Фурса
Дослідження внеску прямих процесів у перерізи розсіяння швидких нейтронів ядрами марганцю
УФЖ **52**, 10-15 (2007)
- В.В. Давидовський, А.Д. Фурса
Т- матричне наближення в теорії $(p, 2p)$ - та (p, pn) -реакцій
УФЖ **52**, 321-334 (2007)
- В. Осташко, М. Латгуада, О. Горюнов, А. Ді П'єтро, Д. Мілянч, М. Заздро, А. Муцумара, М.-Г. Перегріті, С. Романо, С. Туніско, А. Туміно, П. Фігуера
Резонанси ядра ${}^9\text{Be}$ у тричастинковій реакції та ${}^9\text{Be} + {}^{13}\text{C} \rightarrow {}^{14}\text{C} + \alpha + \alpha$ у діапазоні енергій збудження $E_x < 35$ MeV
УФЖ **52**, 525-533 (2007)
- В.М. Коломієць, С.В. Лук'янов, О.О. Худенко
Енергетично-зважені суми для ізовекторних збуджень в ядерній фермі-рідині
УФЖ **52**, 545-557 (2007)
- А.П. Лашко, Т.М. Лашко
Граничні значення $\log\text{-ft}$ заборонених β -переходів із розпаду ${}^{178}\text{Ta}$
УФЖ **52**, 826-829 (2007)
- В.І. Абросімов, О.І. Давидовська
Вихровий рух нуклонів при ізовекторних дипольних збудженнях ядер
УФЖ **52**, 1030-1035 (2007)
- К. Kroninger, L. Pandola, V. I. Tretyak
Study of the observation feasibility for the neutrino-accompanied double beta-decay of ${}^{76}\text{Ge}$ to the 0_1^* -excited state of ${}^{76}\text{Se}$ using segmented Ge detectors
УФЖ **52**, 1036-1044 (2007)

- В.М. Коломієць, С.В. Лук'янов, О.О. Худенко
Вплив скінчених розмірів фермі-системи на ядерні енергетично-зважені суми
Ядерна фізика та енергетика **1(19)**, 9-16 (2007)
- A.M. Gzhebinsky, A.G. Magner, A.S. Sitdikov
Semiclassical inertia for nuclear collective rotation
Ядерна фізика та енергетика **1(19)**, 17-22 (2007)
- V.V. Davydovskyy, M.V. Evlanov, V.K. Tartakovskiy
Description of the proton-triton recharge process with formation of intermediate isobar in diffraction approach
Ядерна фізика та енергетика **1(19)**, 23–28 (2007)
- В.К. Тартаковский
О влиянии свойств сталкивающихся ядер на процессы срыва и дифракционного расщепления
Ядерна фізика та енергетика **1(19)**, 29–35 (2007)
- О.Ф. Німець, Ю.М. Павленко, В.Л. Шаблов, Ф.І. Карманов, В.О. Кива, В.М. Добріков, О.К. Горпинич, І.М. Коломієць, Б.А. Руденко, Ю.Я. Карлишев, А.П. Войтер, І.О. Мазний, С.Є. Омельчук, Ю.С. Рознюк
Кутові кореляції та співвідношення гілок розпаду збудженого стану ядра ${}^7\text{Li}^*(7,45 \text{ MeV})$ в реакції ${}^7\text{Li}(\alpha, \alpha){}^7\text{Li}^*$
Ядерна фізика та енергетика **1(19)**, 36–44 (2007)
- В. Осташко, М. Латгуада, М. Мілін, О. Горюнов, А. Ді П'єтро, Д. Мілянїч, М. Заздро, А. Муцумара, М.-Г. Перегрїті, С. Романо, С. Тудіско, А. Туміно, П. Фігуєра
Дослідження резонансів пари $\alpha - {}^3\text{He}$ в області відносних енергій $1 < E_x < 20 \text{ MeV}$ у тричастинковому процесі ${}^9\text{Be} + {}^{13}\text{C} \rightarrow {}^{15}\text{C} + \alpha + {}^3\text{He}$
Ядерна фізика та енергетика **1(19)**, 45-52 (2007)
- О.К. Gorpinich, О.М. Povoroznyuk
The $\alpha + t$ three-body reactions and excited levels of lightest nuclei
Ядерна фізика та енергетика **1(19)**, 53-60 (2007)
- Н.Ф. Митрохович, В.Т. Купряшкин
Корреляция β -частиц с электронами "встряски" при β -распаде ${}^{152}\text{Eu}$
Ядерна фізика та енергетика **1(19)**, 65-66 (2007)
- А.И. Левон, И.Б. Ковгар, Ю.В. Носенко, В.А. Онищук, А.А. Шевчук
Ядерные g -факторы и структура высокоспиновых 10^+ , 12^+ и 7^- состояний в изотопах ${}^{196,198}\text{Hg}$
Ядерна фізика та енергетика **1(19)**, 67–71 (2007)
- А.Т. Рудчик, В.О. Романишин, Є.І. Кошій, А. Будзановські, К.В. Кемпер, К. Русек, Л. Гловацка, В.М. Кир'янчук, С. Клічевські, С.Ю. Межевич, О.А. Мохнач, О.А. Момотюк, О.А. Понкратенко, І. Сквірчинська, В.Р. Сюдак, Т. Хоїньські, В.Д. Чеснокова, Б. Чех, Т. Чосника, А. Щурек
Пружне і непружне розсіяння ядер ${}^7\text{Li} + {}^{10,11}\text{B}$
Ядерна фізика та енергетика **1(19)**, 72-82 (2007)
- В.Б. Бондаренко, І.П. Дряпаченко, Л.П. Кацубо, Г.М. Козеряцька, Е.М. Можжухін, Ю.М. Павленко, І.В. Посмітюх, О.В. Хвастунов, Ф.Ф. Шаров
Виготовлення та дослідження складу ізотопних безпідкладкових мішеней підвищеної чистоти та радіаційної стійкості для прецизійних ядерно-фізичних досліджень
Ядерна фізика та енергетика **1(19)**, 145-150 (2007)
- А.Ш. Георгадзе, В.В. Кобычев, О.А. Понкратенко
О возможности детектирования солнечных нейтрино с помощью сцинтилляторов CdWO_4
Ядерна фізика та енергетика **1(19)**, 151-158 (2007)
- В.М. Коломієць, А.І. Санжур
Об'ємна та поверхнева енергія симетрії для ядер, віддалених від долини стабільності
Ядерна фізика та енергетика **2(20)**, 7-15 (2007)
- В.П. Михайлюк, Ю.А. Поздняков
Зависимость наблюдаемых величин в упругом рассеянии протонов промежуточных энергий на ядре ${}^6\text{He}$ от его структуры
Ядерна фізика та енергетика **2(20)**, 38–46 (2007)
- Ю.М. Павленко, В.Л. Шаблов, О.С. Бондаренко, О.К. Горпинич, В.М. Добріков, Н.Л. Дорошко, Ю.Я. Карлишев, Ф.І. Карманов, В.О. Кива, І.М. Коломієць, С.Є. Омельчук, В.В. Осташко, Ю. С. Рознюк, Б. А. Руденко, І. А. Тирас
Просторові розподіли та ймовірність розпаду збудженого стану ${}^7\text{Li}^*(7,45 \text{ MeV})$ у реакції ${}^7\text{Li}(\alpha, \alpha){}^6\text{Li}n$
Ядерна фізика та енергетика **2(20)**, 65–74 (2007)
- А.П. Лашко, Т.Н. Лашко
Анализ погрешностей измерений энергии гамма-лучей на полупроводниковых спектрометрах

Ядерна фізика та енергетика **2(20)**, 121-125 (2007)

І.М. Вишневецький, Т.В. Хрін, В.І. Сахно, О.В. Сахно, А.Г. Зелінський, С.П. Томчай, Н.В. Халова

Дослідження розсіяного випромінювання лінійного прискорювача електронів

Ядерна фізика та енергетика **2(20)**, 126-130(2007)

О.М. Поворозник

Розрахунок кінематичних співвідношень тричастинкових реакцій та обробка даних з використанням методу Монте-Карло

Ядерна фізика та енергетика **2(20)**, 131-139(2007)

V.I. Soroka

Elastic nuclear resonance backscattering spectroscopy (broad resonances)

Ядерна фізика та енергетика **2(20)**, 147-154(2007)

Р.Б. Подвизнюк, П. Лоаиза, В.Н. Коваленко

Разработка системы сбора и накопления данных от германиевого детектора-болметра для эксперимента EDELWEISS (поиск частиц темной материи)

Ядерна фізика та енергетика **2(20)**, 155-159(2007)

О.О. Белюскіна, С.В. Бердниченко, В.І. Гранцев, В.О. Грашилін, М.І. Доронін, Т.І.Кібкало, К.К.Кісурін, В. О. Кісурін, О.В. Коваленко, М.Ф. Коломієць, А.Л. Литвинський, І.О. Мазний, М.В. Маковський, О.М. Мофа, С.Є. Омельчук, Г.П. Палкін, Ю.С. Рознюк, Б.А. Руденко, Л.С. Салтиков, В. Г. Савчук, В.С. Семенов, Л.І. Слюсаренко, Б.Г. Стружко, В.А. Шитюк, А.М. Щур

Дослідження ядерних реакцій у системі D+T

Ядерна фізика та енергетика **3(21)**, 54–60 (2007)

В.А. Гайченко, Е.В. Сваричевская, Н.И. Семенюк
Модель расчета эквивалентной дозы эмбрионов птиц на ранних стадиях эмбриогенеза в условиях постоянного облучения ^{90}Sr

Ядерна фізика та енергетика **3(21)**, 76-80 (2007)

Ф.Н. Березин, А.П. Войтер, В.А. Грашилін, В.А. Кисурин, А.Н. Ковалев, И.А. Мазный
Система регистрации многопараметрических потоков

Ядерна фізика та енергетика **3(21)**, 92-98 (2007)

В.В. Кобычев

Регулируемый многоканальный генератор импульсов, имитирующих сцинтилляционные вспышки вольфрамов

Ядерна фізика та енергетика **3(21)**, 103-108 (2007)

C.M. Cattadori, M. De Deo, M. Laubenstein, L. Pandola, V.I. Tretyak

Beta decay of ^{115}In to the first excited level of ^{115}Sn : Potential outcome for neutrino mass

Ядерная физика **70**, 132-138 (2007)

В.Ю. Денисов

Оболочечные поправки, магические ядра и среднее поле

Ядерная физика **70**, 244-257 (2007)

Ю.А. Поздняков

Расчет энергетической зависимости сечения слияния и полного сечения периферийных реакций на основе анализа данных по упругому рассеянию тяжелых ионов. Сильносвязанные ионы

Ядерная физика **70**, 1547-1560 (2007)

V.A. Plujko, O.M. Gorbachenko

Effect of Vibrational States on Nuclear Level Density

Ядерная физика **70**, 1643-1648 (2007)

І.П. Дряпаченко, Л.П. Кацубо, Г.М. Козеряцка, Е.М. Можжухін

Прискорення іонів азоту в тандемі ЕГПТ -10К

Ядерні та радіаційні технології **6**, 21-30 (2007)

Атомна енергетика

В.Н. Павлович, Е.Н. Хотяинцева, В.Д. Русов, В.Н. Хотяинцев, А.С. Юрченко

Реактор на медленной волне ядерного горения

Атомная энергия **102**, 181-189 (2007)

І.П. Дряпаченко

Цивілізаційні виклики, значення та спадщина Чорнобильської аварії

Вестник Украинского ядерного общества **1-2(61-62)**, 8-11 (2007)

V.D. Rusov, V.N. Vashchenko, V.M. Pavlovych *et al.*

Geoantineutrino spectrum and slow nuclear burning on the boundary of the liquid and solid phases of the Earth's core

Journal of Geophysical Research **112**, B09203 - B09204 (2007)

- I.M. Vishnevskiy, V.I. Saخno, O.B. Saخno,
A.G. Zelinskyy, S.P. Tomchay, T.V. Хрін
Проблеми радіаційних випробовувань кабелів
АЕС на установці ІЯД
Вопросы атомной науки и техники **6(91)**, 128-130
(2007)
- V.V. Ryazanov
Nonequilibrium statistical operators for systems
with finite lifetime
Fizika Nizkikh Temperatur **33**, 1049-1051 (2007)
- V.A. Babenko, L.L. Jenkovszky, V.M. Pavlovych
Nuclear Power: Tendencies in the World and Espe-
cially Ukraine
Physics of Particles and Nuclei **38**, 795–826 (2007)
- V.I. Saخno, S.P. Tomchay, T.V. Хрін
Исследования путей использования радиацион-
ных технологий для утилизации промышленных
отходов и изношенных резиновых изделий
Инженер. Технолог. Рабочий **5(77)**, 2-3 (2007)
- E. Majernikova, S. Shpyrko
Quantum chaos, localized states and clustering in
excited spectra of Jahn-Teller models
Journal of Molecular Structure **838**, 32-38 (2007)
- I.M. Vishnevskiy, V.I. Saخno, O.B. Saخno,
A.G. Zelinskyy, S.P. Tomchay, T.V. Хрін,
H.B. Халова
Спеціалізований стенд для функціональних ви-
пробувань кабельних виробів АЕС
Ядерна фізика та енергетика **1(19)**, 140-144
(2007)
- Ю.Г. Щепкин, В.І. Слисенко, В.Н. Шевель,
Т.А. Костюк
О способе прямого измерения сечения радиаци-
онного захвата нейтронов радиоактивными ядра-
ми
Ядерна фізика та енергетика **2(20)**, 113-119
(2007)
- В.А. Лібман, В.Ф. Разбудей, Ю.Б. Шевченко
Набір технологічних пристроїв для заміни
коліматорів у горизонтальних каналах реактора
Ядерна фізика та енергетика **3(21)**, 99-102 (2007)
- С.І. Азаров, Г.А. Сорокін
Оцінка вразливості АЕС до техногенних аварій
Ядерні та радіаційні технології **6**, 73-85 (2007)
- Радіаційна фізика та радіаційне
матеріалознавство**
- В.В. Михайловский, В.И. Сугаков, О.Н. Шевцо-
ва, П.Г. Литовченко, А.Я. Карпенко, Г.А. Вихлий
Модификация свойств бинарных полупроводни-
ков под облучением. Индуцированная облучением
сверхпроводимость
Вопросы атомной науки и техники **2(90)**, 55-62
(2007)
- Л.І. Барабаш, І.М. Вишневський, А.А. Гроза,
А.Я. Карпенко, П.Г. Литовченко, М.І. Старчик
Сучасні методи підвищення радіаційної стійкості
напівпровідникових матеріалів
Вопросы атомной науки и техники **2(90)**, 182-189
(2007)
- Э.У. Гриник, Л.И. Чирко, В.Н. Ревка, Ю.В. Чай-
ковский, Ю.С. Гульчук
Исследование влияния напряженного состояния
на степень радиационного охрупчивания корпус-
ных сталей
Вопросы атомной науки и техники **6(91)**, 65-71
(2007)
- S. Nešpůrek, F. Schauer, A. Kadashchuk, I.I. Fish-
chuk
Polaron in Wide Band-Gap Molecular Materials:
Polysilanes
Journal of Non-Crystal Solids **353**, 4474-4478
(2007)
- A.Ya. Dzyublik, V.Meot, G. Gosselin
Decay of Isomers Stimulated by Laser Radiation
Laser Physics **17**, 760-764 (2007)
- I.I. Fishchuk, V.I. Arkhipov, A.K. Kadashchuk,
P. Heremans, H. Bässler
Analytic model of hopping mobility at large charge
carrier concentrations in disordered organic semi-
conductors: Polarons versus bare charge carriers
Phys. Rev. B **76**, 045210/1-12 (2007)
- V.I. Sugakov
Formation of inhomogeneous structures of con-
densed phases of excitons in quantum wells
Phys. Rev. B **76**, 115303/1-16 (2007)

- В.И. Сугаков, А.А. Чернюк
Образование конденсированных фаз экситонов в полупроводниковых квантовых ямах в неоднородных полях
Письма в ЖЭТФ **85**, 699-704 (2007)
- З.Д. Ковалюк, О.А. Политанская, П.Г. Литовченко, В.Ф. Ластовецкий, А.П. Литовченко, В.К. Дубовой, Л.А. Поливцев
Влияние нейтронного облучения на фотоэлектрические параметры структур n - p - InSe
Письма в ЖТФ **33**, 14-22 (2007)
- І.Ю. Голіней, В.Й. Сугаков
Деякі механізми руйнування паливовмісних матеріалів
Проблеми безпеки атомних електростанцій і Чорнобиля **8**, 86-91 (2007)
- A.P. Dolgolenko, G.P. Gaidar, M.D. Varentsov, P.G. Litovchenko
The radiation hardness of pulled silicon doped with germanium
Semiconductor Physics, Quantum Electronics and Optoelectronics **10**, 5-13 (2007)
- S.B. Lev, V.I. Sugakov, G.V. Vertsimakha
Investigation of the direct/indirect exciton transition in the double quantum well system based on $\text{Cd}_{1-x}\text{Mg}_x\text{Te}/\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ in applied magnetic field
Semiconductor Physics, Quantum Electronics and Optoelectronics **10**, 11-16 (2007)
- В.К. Дубовий, В.І. Кочкін, В.Я. Опилат, І.В. Петренко, В.П. Тартачник
Вплив нейтронного опромінення на зворотні струми фосфідо-галієвих світлодіодів
УФЖ **52**, 175-179 (2007)
- М.Д. Варенцов, Г.П. Гайдар, О.П. Долголенко, П.Г. Литовченко
Відпал кластерів дефектів у зразках Si та $\text{Si}\langle\text{Ge}\rangle$, вирощених методом Чохральського
УФЖ **52**, 372-377 (2007)
- A.A. Chernyuk, V.S. Kopp, V.I. Sugakov
Exciton condensation in semiconductor quantum wells in nonuniform electric field
УФЖ **52**, 695-700 (2007)
- З.Д. Ковалюк, П.Г. Литовченко, О.А. Политанская, О.Н. Сидор, В.Н. Катеринчук, В.Ф. Ластовецкий, А.П. Литовченко, В.К. Дубовый,
Л.А. Поливцев
Влияние нейтронного облучения на фотоэлектрические параметры структур ГТО - GaSe
Физика и техника полупроводников **41**, 570-574 (2007)
- Э.У. Гриник, В.Н. Ревка, Л.И. Чирко, Ю.В. Чайковский
Оценка вязкости разрушения корпусных материалов реактора ВВЭР-1000
Ядерная физика та енергетика **1(19)**, 83-88 (2007)
- В.М. Бабич, О.П. Долголенко, Я.М. Оліх, М.Д. Тимочко
Вплив ультразвуку на електричну активність радіаційних дефектів у γ -опромінених кристалах кремнію n -типу
Ядерная физика та енергетика **1(19)**, 95-102 (2007)
- І.Є. Анохін, О.С. Зінець, А.Б. Розенфельд, М. Юделєв, В.Л. Перевертайло
Планарні сенсори для дозиметрії в змішаних гамма- та нейтронних полях
Ядерная физика та енергетика **1(19)**, 103-108 (2007)
- А.П. Долголенко, М.Д. Варенцов, Г.П. Гайдар, П.Г. Литовченко
Скорость введения дефектов в зависимости от дозы облучения p - Si быстрыми нейтронами реактора
Ядерная физика та енергетика **2(20)**, 89-96 (2007)

Фізика плазми

- V.B. Taranov
Electron-positron plasma: kinetic symmetries and exact solutions
Вопросы атомной науки и техники **1(13)**, 63-65 (2007)
- Yu.V. Virko, V.F. Virko, K.P. Shamrai, A.I. Yakimenko
Characterization of plasma and emergent ion beam in a compact helicon source with permanent magnets
Вопросы атомной науки и техники **1(13)**, 136-138 (2007)
- V.M. Pugatch, V.I. Perevertaylo, O.A. Fedorovich, A.G. Borisenko, E.G. Kostin, M.P. Polosov,

- L.I. Tarasenko
Plasma technologies for manufacturing micro-strip metal detectors for ionizing radiation
Вопросы атомной науки и техники **1(13)**, 173-175 (2007)
- O.A. Fedorovich, M.P. Kruglenko, D.V. Lukomsky, A.A. Marinenko, B.P. Polozov
Modernized equipment for plasmachemical etching of insulation of P-N transition of photoelectric converters
Вопросы атомной науки и техники **1(13)**, 203-205 (2007)
- A.A. Гончаров, A.B. Демчишин, E.Г. Костин и др.
Характеристики цилиндрического магнетрона и реактивное напыление в нем пленок бинарных соединений
Журнал технической физики **77**, 114-119 (2007)
- V.M. Lashkin
N-soliton solutions and perturbation theory for the derivative nonlinear Schrodinger equation with non-vanishing boundary conditions
Journal of Physics A **40**, 6119-6132 (2007)
- I. Voitsekhovitch, V. Kiptily, V Goloborod'ko, S. Popovichev, V. Yavorskij, K.-D. Zastrow
Modelling of alpha-particle behaviour in H-mode plasmas with trace tritium at JET
Nuclear Fusion **47**, 599-611 (2007)
- Ya.I. Kolesnichenko, V.V. Lutsenko, V.S. Marchenko, R.B. White
Stabilization of the quasi-interchange mode in tokamaks by circulating energetic ions
Physics of Plasmas **14**, 012504/1-6 (2007)
- V.M. Lashkin
Two-dimensional vortex ring-like and multisoliton nonlinear structures at the upper-hybrid resonance
Physics of Plasmas **14**, 102311/1-8 (2007)
- Ya.I. Kolesnichenko, V.V. Lutsenko, A. Weller, A. Werner, Yu.V. Yakovenko, J. Geiger, O.P. Fesenyuk
Conventional and non-conventional global Alfvén eigenmodes in stellarators
Physics of Plasmas **14**, 102504/1-15 (2007)
- V.M. Lashkin
Two-dimensional nonlocal vortices, multipole solitons and rotating multisolitons in dipolar Bose-Einstein condensates
Phys. Rev. A **75**, 043607/1-6 (2007)
- V.M. Lashkin, A.I. Yakimenko, O.O. Prikhodko
Two-dimensional nonlocal multisolitons
Phys. Lett. A **366**, 422-427 (2007)
- A.Y. Pankin, G. Bateman, D.P. Brennan, A.H. Kritiz, S. Kruger, P.B. Snyder, C. Sovinec
Modeling of ELM dynamics for DIII-D and ITER
Plasma Phys. Control. Fusion **49**, 63-75 (2007)
- Ya.I. Kolesnichenko, V.V. Lutsenko, V.S. Marchenko, A. Weller, R.B. White, Yu.V. Yakovenko, K. Yamazaki
Magnetohydrodynamic activity and energetic ions in fusion plasmas
Plasma Phys. Control. Fusion **49**, A159-A166 (2007)
- Yu.V. Yakovenko, A. Weller, A. Werner, S. Zenghagen, O.P. Fesenyuk, Ya.I. Kolesnichenko
Poloidal trapping of the high-frequency Alfvén continuum and eigenmodes in stellarators
Plasma Phys. Control. Fusion **49**, 535-558 (2007)
- A.V. Tykhyu, Ya.I. Kolesnichenko, Yu.V. Yakovenko, A. Weller, A. Werner
Mitigation of stochastic diffusion losses in optimized stellarators
Plasma Phys. Control. Fusion **49**, 703-711 (2007)

Радіоекологія та радіобіологія

- О.Л. Зарубін, О.О. Заліський
Динаміка вмісту ^{137}Cs у рибах водойми-охолоджувача після зупинки ЧАЕС в 2000 році
Бюлетень екологічного стану зони відчуження та зони безумовного (обов'язкового) відселення **1(29)**, 34-41 (2007)
- Н.Є. Зарубіна
Залежність від сезону вмісту ^{137}Cs в грибах-макроміцетах (Київська область)
Бюлетень екологічного стану зони відчуження та зони безумовного (обов'язкового) відселення **1(29)**, 42-50 (2007)

- О.Л. Зарубин, В.В. Канивец, Е.Н. Волкова и др.
Динамика коэффициентов накопления ^{137}Cs ры-
бами-бентофагами в водоемах с различными
уровнями радионуклидного загрязнения
Гидробиологический журнал **43**, 71-79 (2007)
- О.Л. Зарубин, В.В. Канивец, Е.Н. Волкова и др.
Динамика коэффициентов накопления ^{137}Cs ры-
бами-ихтиофагами в водоемах с различными
уровнями радионуклидного загрязнения
Гидробиологический журнал **43**, 109-119 (2007)
- А.І. Липська, Я.І. Серкіз, М.І. Мойсеєнко
Індекс реакції-відповіді організму на дію іонізу-
ючого випромінення за показниками пероксидно-
го окиснення у тварин
Збірник наукових праць НЦРМ АМН України **12**,
123-129 (2007)
- A.N. Berlizov, V.K. Basenko, R.H. Filby, I.A. Ma-
lyuk, V.V. Tryshyn
Current Status and Prospects of Development of
the NAAPRO Code
Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry
271, 353-361 (2007)
- A.N. Berlizov
Limits of Detection in the Presence of the Corre-
lated Background
Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry
271, 363-370 (2007)
- A.N. Berlizov, R. Gunnink, J. Zsigrai, C.T. Nguyen,
V.V. Tryshyn
Performance testing of the upgraded isotopic multi-
group analysis code MGAU
Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. **A 575**, 498-506
(2007)
- Ю.П. Гриневич, А.І. Липська, Н.К. Родіонова,
Н.П. Атаманюк, І.Ю. Березнюк, Л.П. Дерев'яно
Інтенсивність вільно-радикальних процесів та
рівень пошкоджень ДНК в клітинах кісткового
мозку тварин за умов дії ^{137}Cs
Проблеми радіаційної медицини та радіобіології
12, 202-207 (2007)
- Л.К. Климкина, В.И. Федорченко, Л.К. Бездроб-
ная
Изменения в структуре мембран лимфоцитов кро-
ви крыс, подвергнутых внешнему воздействию
 γ -излучения с низкой мощностью дозы
Радиационная биология. Радиоэкология **47**, 100-
107 (2007)
- Т.И. Тугай, Н.Н. Жданова, В.А. Желтоножский,
Л.В. Садовников
Проявление радиоадаптивных свойств у микро-
скопических грибов, длительное время находив-
шихся на территориях с повышенным радиацион-
ным фоном после аварии на ЧАЭС
Радиационная биология. Радиоэкология **47**, 443-
549 (2007)
- A.N. Berlizov, O.B. Blum, R.H. Filby, I.A. Malyuk,
V.V. Tryshyn
Testing applicability of black poplar (*Populus nigra* L.)
bark to heavy metal air pollution monitoring in urban
and industrial regions
Science of the Total Environment **372**, 693-706
(2007)
- О.Л. Зарубин
Оценка коэффициентов перехода ^{137}Cs по трофи-
ческой цепи «взвеси → щука» в разных водоемах
Ядерна фізика та енергетика **1(19)**, 109-114
(2007)
- В.В. Пророк, Л.Ф. Булавін, В.А. Агеев,
Л.Ю. Мельниченко, А.І. Липська, В.В. Осташко
Закономірності надходження ^{137}Cs з ґрунту до рос-
лин
Ядерна фізика та енергетика **1(19)**, 115-122
(2007)
- А.І. Липська, І.П. Дрозд
Розробка експрес-методики розрахунку доз
внутрішнього опромінення лабораторних щурів з
використанням камерних моделей
Ядерна фізика та енергетика **1(19)**, 123-128
(2007)
- Н.Е. Зарубина.
Сезонная динамика содержания ^{137}Cs в грибах
Ядерна фізика та енергетика **1(19)**, 129-133
(2007)
- О.Л. Зарубин, А.А. Залисский, И.А. Малюк и др.
 ^{137}Cs в рыбах водоема-охладителя после прекра-
щения эксплуатации ЧАЭС
Ядерна фізика та енергетика **2(20)**, 97-104 (2007)
- А.І. Липська
Реакція-відповідь організму за різних режимів
опромінення тварин
Ядерна фізика та енергетика **2(20)**, 105-112
(2007)

Доповіді на конференціях

Ядерна фізика

V. Pugatch, M. Borysova, A. Mykhailenko, O. Fedorovitch, Y. Pylypchenko, V. Perevertaylo, H. Franz, K. Wittenburg, M. Schmelling, C. Bauer
Micro-strip Metal Detector for the Beam Profile Monitoring
XIth International Vienna Conference on Instrumentation, Vienna, Austria, February 19 – 24, 2007

Ю.М. Павленко, К.О. Теренецький, В.П. Вербицький, І.П. Дряпаченко, Е.М. Можжухін, В.М. Добріков, Ю.Я. Карлишев, О.К. Горпинич, В.О. Кива, О.В. Обознова

Підбар'єрне розсіяння дейтронів важкими ядрами
V Конференція з фізики високих енергій, ядерної фізики та прискорювачів, Харків, 26 лютого – 2 березня 2007 р.

Ю.М. Павленко

Особливості розпаду короткоживучих резонансів легких ядер в багаточастинкових реакціях
V Конференція з фізики високих енергій, ядерної фізики та прискорювачів, Харків, 26 лютого – 2 березня 2007 р.

Ю. Н. Павленко, В.Л. Шаблов, Ф.И. Карманов, О.К. Горпинич, В.Н. Добриков, Н.Л. Дорошко, Ю.Я. Карлишев, В.А. Кива, И.Н. Коломиец, Б.А. Руденко

Возбуждение и распад резонансов ядра ${}^7\text{Li}$ в трехчастичных каналах реакции $\alpha+{}^7\text{Li}$
V конференция по физике высоких энергий, ядерной физике и ускорителям, Харьков, 26 февраля – 2 марта 2007 г.

Ю.Н. Павленко, В.Л. Шаблов, Ф.И. Карманов, О.К. Горпинич, В.Н. Добриков, Н.Л. Дорошко, Ю.Я. Карлышев, В.А. Кива, И.Н. Коломиец, В.В. Осташко, Б.А.Руденко

Пространственные распределения и вероятность распада возбужденного состояния ${}^7\text{Li}^*(7,45 \text{ МэВ})$ в реакции ${}^7\text{Li}(\alpha, \alpha' \text{Li})n$
V конференция по физике высоких энергий, ядерной физике и ускорителям, Харьков, 26 февраля – 2 марта 2007 г.

L.Borowska, A.Surzhykov, Th.Stöhlker, S. Fritzsche
The two-photon decay of the aligned hydrogen-like U^{91+} ions

71st Annual Meeting of the Deutsche Physikalische Gesellschaft (DPG), Duesseldorf, Germany, March 19 – 23, 2007

С.С. Нагорний

Альфа-активність природного Європію: перша вказівка
Конференція молодих учених і аспірантів – ІЕФ, Ужгород, 14 - 19 травня 2007 р.

Д.В. Пода

Пошук подвійного бета-розпаду Zn та W за допомогою сцинтиляційних кристалів вольфрамату цинку
Конференція молодих учених і аспірантів - ІЕФ, Ужгород, 14 - 19 травня 2007 р.

В.М. Мокіна

Розробка детектора електронів для експерименту з пошуку подвійного бета-розпаду ядер ${}^{82}\text{Se}$ та ${}^{150}\text{Nd}$
Конференція молодих учених і аспірантів - ІЕФ, Ужгород, 14 - 19 травня 2007 р.

V.M. Pugach, V.M. Mykhailenko, V.O. Kyva, O.S. Kovalchuk

Micro-strip Metal Detector
International symposium “Resonant effects in atomic systems”, Uzhgorod, May 17 – 19, 2007

V.M. Pugach, D.Yu. Volyansky, M.S. Borysova, O.Yu. Okhrymenko, V.M. Yakovenko
Experiment LHCb -study of CP-violation in B-meson decay
International symposium “Resonant effects in atomic systems”, Uzhgorod, May 17 - 19, 2007

V.I. Abrosimov, D.M. Brink, A. Dellafiore, F. Matera

Kinetic equation for nuclear response with pairing
9th International Spring Seminar on Nuclear Physics “Changing Facets of Nuclear Structure”, Vico Equense, Italy, May 20 - 24, 2007

F.A. Danevich

Low background experiments to search for double beta decay and dark matter
VII Int. Conf. “Relativistic Astrophysics, Gravity and Cosmology”, Kyiv, May 23 - 25, 2007

- F.A. Danevich
 Crystal scintillators to search for rare processes in nuclear and astroparticle physics
 Int. Conf. "Oxide Materials for Electronic Engineering", Lviv, May 28 - 31, 2007
- F.A. Danevich, V.M. Mokina, D.V. Poda, L.L. Nagornaya
 Growth of ZnWO₄ scintillation crystal for high sensitivity 2β experiments
 9th Int. Conf. on Inorganic Scintillators and their Applications - SCINT'2007, Winston-Salem, NC, USA, June 4 - 8, 2007
- Ф.А. Даневич
 Экспериментальные исследования 2β-распада атомных ядер
 Международная школа молодых ученых по ядерной физике и энергетике, Алушта, 11 - 16 июня 2007 г.
- I.N. Vishnevsky, S.S. Drapey, V.A. Zheltonozhsky, M.V. Zheltonozhskaya, N.V. Strilchuk
 Hypersatellites at ¹⁰⁹Ag, ¹²³Te AND ¹⁴⁷Pm from autoionization during the internal electron conversion process
 Nucleus-2007 - International Conference on Fundamental Problems of Nuclear Physics, Atomic Power Engineering and Nuclear Technologies, Voronezh, Russia, June 25 - 29, 2007
- V.A. Zheltonozhsky, V.M. Mazur, E.V. Kulich, N.V. Strilchuk, P.N. Trifonov
 Isomer high-spin states excitation on ¹⁹⁰Ir and ^{196,198}Au in reactions with γ-rays and neutrons
 Nucleus-2007 - International Conference on Fundamental Problems of Nuclear Physics, Atomic Power Engineering and Nuclear Technologies, Voronezh, Russia, June 25 - 29, 2007
- Yu.N. Pavlenko
 Nuclear Processes in External Fields
 French Ukrainian School of High Energy Physics, Mukachevo, July 9 - 14, 2007
- T.A. Korzina, Yu.N. Pavlenko
 Thermonuclear Resonance Decay in Three Body Reactions
 French Ukrainian School of High Energy Physics, Mukachevo, July 9 - 14, 2007
- O. Ohrimenko
 Advanced Radiation Monitoring System for Inner Tracker LHCb: Beam Position Control
 French-Ukrainian School on High Energy Physics, Mukachevo, July 9 - 14, 2007
- V.M. Pugatch
 Many-particle Nuclear Reactions with Radioactive Ions - A Source of New Data
 French-Ukrainian School on High Energy Physics, Mukachevo, July 9 - 14, 2007
- O.V. Mykhailenko
 Micro-strip Metal Detector
 French-Ukrainian School on High Energy Physics, Mukachevo, July 9 - 14, 2007
- O.S. Kovalchuk
 Micro-strip Metal Detector for Mass-Spectrometry
 French-Ukrainian School on High Energy Physics, Mukachevo, July 9 - 14, 2007
- O. Shkulkova
 Development of ZnWO₄ crystals for cryogenic dark matter experiment
 French-Ukrainian School on High Energy Physics, Mukachevo, July 9 - 14, 2007
- V. Mokina
 Detectors of electrons and gamma quanta for the SuperNEMO double beta decay experiment
 French-Ukrainian School on High Energy Physics, Mukachevo, July 9 - 14, 2007
- V.M. Kolomietz
 Large amplitude motion and memory effects in nuclear physics
 Summer School on Nuclear Physics, Institute of Theoretical Physics, Washington State University, Seattle, USA, July - August, 2007
- С.С. Нагорный
 Li₂Zn₂(MoO₄)₃ - новый сцинтилляционный материал для чувствительного эксперимента по поиску 2β-распада изотопа ¹⁰⁰Mo
 Школа-семинар: Сцинтилляционные процессы и материалы для регистрации ионизирующего излучения, Харьков, 16 - 19 сентября 2007 г.
- V.I. Tretyak
 Search for Baryon and charge violations with nuclei
 Int. Workshop "Search for Baryon and Lepton Number Violation", LBL, Berkeley, USA, September 20 - 22, 2007
- L. Borowska, S. Fritzsche
 Angular correlations in the two-photon decay of aligned hydrogen-like U⁹¹⁺ ions

3rd International Conference on the Chemistry and Physics of the Transactinide Elements "TAN 07", Davos, Switzerland, September 23 - 28, 2007

V.I. Abrosimov, D.M. Brink, A. Dellafiore, F. Matera

Vlasov equation for finite Fermi systems with pairing

14th Nuclear Physics Workshop "Large Scale Collective Motion", Kazimierz Dolny, Poland, September 26 - 30, 2007

F.A. Ivanyuk

The transport coefficients of large scale nuclear collective motion

14th Nuclear Physics Workshop "Large Scale Collective Motion", Kazimierz Dolny, Poland, September 26 - 30, 2007

С.С. Нагорный

$\text{Li}_2\text{Zn}_2(\text{MoO}_4)_3$ - новий сцинтиляційний матеріал для чутливого експеримента по пошуку 2β -распада ізотопу ^{100}Mo

Int. Conf. „Functional Materials” - ICFM2007, Partenit, Ukraine, October 1 - 6, 2007

F.A. Danevich

Crystal scintillators to search for rare processes

2nd Korea-China Workshop on Dark Matter Search, Seoul National University, Seoul, Korea, November 23, 2007

Атомна енергетика:

V.D. Rusov, V.M. Pavlovych, R. Jachimovich *et al.*

On the fractal mechanism of interrelation between the genesis, size, and content of atmospheric aerosols in different region of the Earth

BEOBAL Conference, Gyulechitsa, Bulgaria, March 21 - 25, 2007

O. Gritzay, V. Koloty, N. Klimova, O. Kalchenko, M. Gnidak and P. Vorona

The total neutron cross section for natural carbon in the energy range 2 to 148 keV

International Conference on Nuclear Data for Science and Technology, Nice, France, April 22 - 27 2007

В.Н. Буканов, Е.Г. Васильева, В.Л. Демехин, А.М. Пугач

Исследование характеристик нейтронного потока, воздействующего на корпус ВВЭР-440 энергоблока № 1 и № 2 РАЭС

Ежегодная международная конференция УкрЯО "Ядерная энергетика – наше будущее", Киев, 23 сентября 2007 г.

V.M. Pavlovych, V.D. Rusov, V.M. Khotyaintsev, O.M. Khotyaintseva

Slow nuclear fission wave reactor

X seminar of International Science and Technology Center on advanced nuclear fuel cycle for the XXI century, Nizhny Novgorod, Russia, September 23 - 27, 2007

В.В. Клепко, С.В. Рябов, Н.В. Козак, Н.В. Мніх, В.І. Слісенко, О.А. Василькевич, В.Т. Кротенко

Динаміка молекул та комплексоутворення в розчинах та гелях на основі біополімерів

XI українська конференція з високомолекулярних сполук, Дніпропетровськ, 1 - 5 жовтня 2007 р.

O. Gritzay, N. Klimova

Summary of nuclear data activity by staff of the UKRNDC

IAEA Technical Meeting on the Network of NRDC, Vienna, Austria, October 8 - 10, 2007

O. Gritzay, V. Koloty, V. Pshenichnyi, M. Gnidak, O. Kalchenko, N. Klimova, V. Libman, V. Razbudey

Neutron Filter Technique and its Use for Fundamental and Applied Investigations

VI International Conference on Nuclear and Particle Physics - NUPPAC 07, Luxor, Egypt, November 7 - 21, 2007

Радіаційна фізика та радіаційне матеріалознавство:

В.Й. Сугаков

Утворення структур конденсованих фаз екситонів в квантових ямах в неоднорідних полях.

III Українська наукова конференція з фізики напівпровідників, НКФН-3, Одеса, 17 - 22 червня 2007 р.

A.V. Komarov, S.M. Ryabchenko, V.I. Sugakov, G.V. Vertsimakha, W. Zalesczyk, G. Karczewski,

T. Wojtowicz

Experimental and theoretical study of magnetic field dependence of exciton linewidth in semimagnetic quantum wells

III Українська наукова конференція з фізики напівпровідників, НКФН-3, Одеса, 17 - 22 червня 2007 р.

А.А. Чернюк

Конденсация экситонов в полупроводниковых квантовых ямах (теория)

3-я Летняя научная школа „Нанофизика низких температур”, Черноголовка, Россия, 20 – 30 августа

П.Г. Литовченко, А.П. Долголенко, М.Д. Варенцов, Г.П. Гайдар

Радиационная стойкость n- и p-Si, легированного кислородом и германием, при облучении быстрыми нейтронами реактора

34-й Международный семинар по радиационному и космическому материаловедению, Обнинск, Россия, 4 - 7 октября 2007 г.

S.O. Gordsienko, V.V. Il'chenko, V.I. Khivrych, P.V. Kuchynski, M.B. Pinkovska

The features of the current-voltage characteristics of the proton radiation treatment surface Si at the gas absorption

3-я Міжнародна конференція “Електроніка та прикладна фізика”, КНУ імені Тараса Шевченка, Київ, 25 - 27 жовтня 2007 р.

L.A. Vlasukova, N.L. Dmytruk, O.S. Kondratenko, P.V. Kuchynsky, V.I. Khivrych, M. Pinkovska

Formation of tracks in amorphous SiO₂ by irradiation of ions Ar, Xe, Bi

3-я Міжнародна конференція “Електроніка та прикладна фізика”, КНУ імені Тараса Шевченка, Київ, 25 - 27 жовтня 2007 р.

Э.У. Гриник, В.Н. Ревка, Л.И. Чирко, Ю.В. Чайковский, В.Г. Ковыршин

Сравнение результатов испытаний образцов-свидетелей штатного и модернизированного комплекта блока № 2 Южно-Украинской АЭС

5-я международная научно-техническая конференция "Обеспечение безопасности АЭС с ВВЭР", Подольск, Россия, 29 мая - 1 июня 2007 г.

В.Н. Васильченко, В.Г. Ковыршин, Э.У. Гриник, В.Н. Ревка

К оценке охрупчивания материалов КР ВВЭР-1000 по стандартной программе ОС

5-я Международная научно-техническая конференция "Обеспечение безопасности АЭС с ВВЭР", Подольск, Россия, 29 мая - 1 июня 2007 г.

Фізика плазми:

V.S. Marchenko, O.S. Burdo, Ya.I. Kolesnichenko, V.V. Lutsenko, R.B. White

Effects of tangential neutral beam injection on the internal kink and quasi-interchange modes

3rd IAEA Technical Meeting on “Theory of Plasma Instabilities”, University of York, UK, March 26 - 28, 2007

V.B. Taranov

Symmetry extensions and their physical reasons in the kinetic and hydrodynamic plasma models

7th Int. Conf. “Symmetry in Nonlinear Mathematical Physics”, Kiev, June 24 - 30, 2007

A.Y. Pankin, J. Goodman, Z. Mikic, D.D. Schnack, V. Titov, D.A. Uzdensky

Computer modeling of accretion disk corona

Int. Conf. “Turbulent Mixing and Beyond”, Trieste, Italy, August 18 - 26, 2007

Л.М. Войтенко, А.В. Кононов, П.В. Порицкий, П.Д. Старчик

Оптическое излучение электрических разрядов в воде

XIII Международная научная школа-семинар, Коблево, Николаевской обл., 21 - 25 августа 2007 г.

О.А. Федорович

Определение концентрации электронов импульсного разряда в воде на стадии релаксации по интенсивности сплошного спектра

XIII Международная научная школа-семинар, Коблево, Николаевской обл., 21 - 25 августа 2007 г.

О.А. Федорович

Экспериментальное измерение температуры взрывающихся проволочек из вольфрама

XIII Международная научная школа-семинар, Коблево, Николаевской обл., 21 - 25 августа 2007 г.

О.А. Федорович, Л.М. Войтенко

О рекомбинации водородно-кислородной плазмы ИРВ на стадии релаксации

XIII Международная научная школа-семинар, Коблево, Николаевской обл., 21 - 25 августа 2007 г.

О.А. Федорович

Об определения концентрации электронов по штарковскому уширению линии H_{α} в неоднородной плотной плазме

XIII Международная научная школа-семинар, Коблево, Николаевской обл., 21 - 25 августа 2007 г.

4-а Українська конференція з керованого термоядерного синтезу та фізики плазми, Київ, 25 - 26 вересня 2007 р., див. цей щорічник, стор. 185 - 186

Yu.V. Yakovenko, A. Weller, A. Werner, S. Zegenhagen, O. P. Fesenyuk, Ya. I. Kolesnichenko

Effect of the three-dimensionality of the magnetic geometry on Alfvén instabilities in stellarators

10th IAEA Technical Meeting on Energetic Particles in Magnetic Confinement System, Kloster Seeon, Germany, October 8 - 10, 2007

Ya.I. Kolesnichenko, V.V. Lutsenko, A. Weller, A. Werner, Yu.V. Yakovenko, J. Geiger

Low Frequency Alfvén Instabilities in Stellarators: Peculiarities and the Use for Diagnostics

10th IAEA Technical Meeting on Energetic Particles in Magnetic Confinement System, Kloster Seeon, Germany, October 8 - 10, 2007

V. Yavorskij, V. Goloborod'ko, L.G. Eriksson, V. Kiptily, K. Schoepf, S.E. Sharapov and JET-EFDA contributors

Modelling of γ -ray and neutron diagnostics for fast ions in JET and projections for ITER

10th IAEA Technical Meeting on Energetic Particles in Magnetic Confinement System, Kloster Seeon, Germany, October 8 - 10, 2007

A.Y. Pankin, J. Goodman, Z. Mikic, D.D. Schnack, V. Titov, D.A. Uzdensky

Modeling of the accretion disk corona

The US-Japan Workshop on Numerical Simulation of Complex Plasmas, Austin, USA, October 10 - 12, 2007

V.B. Taranov

Hydrodynamic, kinetic, conditional and extended symmetries in plasma theory

3rd Int. Conf. "Electronics and Applied Physics", Kyiv, October 25 - 27, 2007

K.P. Shamrai, V.F. Virko, Y.V. Virko, K.Toki, A.I. Yakimenko

Generation of accelerated emergent ion beam in a compact helicon source with a variable permanent magnet system

51st Space Science and Technology Conference, Sapporo, Japan, October 29 - 31, 2007

Радіоекологія та радіобіологія:

A.N. Berlizov

MCNP-CP, an extended version of a general purpose Monte Carlo N-Particle transport code with radionuclide source and coincidence / anti-coincidence pulse height tally

13th UK Monte Carlo User Group Meeting (MCNEG 2007), National Physics Laboratory, Teddington, Middlesex, UK, March 28 - 29, 2007

Ю.П. Гриневич, Л.І. Маковецька, Я.І. Серкіз, Н.К. Родіонова А.І. Липська, І.П. Дрозд, С.І. Телецька, С.Т. Малінарі

Перекисне окислення ліпідів у крові щурів за умов тривалого внутрішнього опромінення $^{90}\text{Sr}+^{90}\text{Y}$

Міжнародна науково-практична конференція «Віддалені наслідки впливу іонізуючого випромінювання», Київ, 23 - 25 травня 2007 р.

Н.Е. Зарубина

Сезонная динамика накопления ^{137}Cs грибами-макромицетами на территории Киевской области

II международная научная конференции «Современные проблемы загрязнения почв», Москва, Россия, 28 мая - 1 июня 2007 г.

О.Л. Зарубин

Содержание ^{125}Sb в водных экосистемах после аварии на Чернобыльской АЭС

XV Международная научно-практическая конференции «Экология и здоровье человека. Охрана воздушного и водного бассейнов. Утилизация отходов», Шелкино, АР Крым, 4 - 8 июня 2007 г.

О.Л. Зарубин

^{144}Ce в компонентах водных и прибрежных экосистем водоема-охладителя и Каневского водохранилища после аварии на Чернобыльской АЭС

III Міжнародна науково-практична конференція «Екологічна безпека: проблеми і шляхи вирішення», Алушта, АР Крим, 10 – 15 вересня 2007 р.

Н.Е. Зарубина

Особенности сезонной динамика содержания ^{137}Cs в съедобных макромицетах Киевской области

III Міжнародна науково-практична конференція «Екологічна безпека: проблеми і шляхи вирішення», Алушта, АР Крим, 10 – 15 вересня 2007 р.

Конференції, наради, проведені інститутом у 2007 р.

Щорічна наукова конференція ІЯД НАН України, 23-26 січня 2007 р.

З метою підбиття підсумків наукової діяльності інституту за рік у ІЯД НАН України проводяться Щорічні наукові конференції. Чергова конференція відбулася 23-26 січня 2007 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 вебсторінці

<http://www.kinr.kiev.ua/Annual/KINR2007/KINR2007.html>

Французько-українська школа з фізики високих енергій та фізики ядра, 9 – 14 липня 2007 р.

Французько-українську школу з фізики високих енергій та фізики ядра було проведено у м. Мукачево з 9 по 14 липня 2007 р. спільними зусиллями співробітників Інституту ядерної фізики (IN2P3, LAL, Orsay, група експерименту LHCb), ІЯД НАН України, Київського національного університету імені Тараса Шевченка, та НВО „АтомКомплексПрилад“ з метою підвищення кваліфікації молодих науковців, див. <http://events.lal.in2p3.fr/FUSchool/index.html>

Всього в роботі школи взяли участь 34 студенти з різних країн, у тому числі з України – 18 (з них-10 учасників з ІЯД НАНУ), з Франції – 5, з Росії – 5, з Грузії – 2, по одному студенту із Німеччини, Польщі, Румунії, Іспанії. В роботі школи взяли також участь вісім молодих вчених та співробітників Інституту електронної фізики НАН України (м. Ужгород).

Лекції та семінари:

Sébastien Descotes-Genon. Standard Model and beyond

Laurent Serin. Instrumentation for High Energy Physics

Marco Zito. Neutrino physics

Mathieu Langer. CMB and Early Universe

Marie-Hélène Schune. Heavy flavours and CP Violation

Alessandro Variola. Introduction to Accelerator Physics

Ludwik Dobrzynski. Physics with first LHC data

Pierre Lutz. ILC physics

Sergey Barsuk. B physics at LHC

Massimo Giovannozzi. LHC machine

Viatcheslav Sharyu. Results from Tevatron

Valery Pugatch. Many particle nuclear reactions with radioactive ions as a source of new data

Yuriy Pavlenko. Nuclear processes in outer fields

Igor Kadenko. Status of nuclear power industry in Ukraine

Sergey Ievlev. Modern spectrometric instruments for control parameters important for radiation safety of NPP

**V Українська конференція з обліку та контролю ядерного матеріалу,
26-31 серпня 2007 р.**

П'ята щорічна українська конференція з обліку та контролю ядерного матеріалу проходила з 26 по 31 серпня 2007 р. на Рівненській АЕС у м. Кузнецовськ. 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.

У роботі конференції взяли участь 48 чоловік, які представляли 11 країн світу. На конференції було заслухано 36 доповідей, а саме:

В. Гуло. Применение Дополнительного протокола в Украине – опыт МАГАТЭ.

О. Фазлы. Опыт применения Дополнительного протокола в Украине.

Н. Кулеша. Практика реализации требований Дополнительного протокола на ядерных установках и предприятиях атомной промышленности, находящихся под управлением Минтопэнерго.

С. Монахов. Гарантии МАГАТЭ на ИАЭС. Практика применения Дополнительного протокола.

P. Daures. Nuclear Safeguards in the European Atomic Energy Community.

Н. Заичкина. Применение Дополнительного протокола.

В. Дмитраш. Гарантии МАГАТЭ. Практика применения Дополнительного протокола на ОП ЮУ АЭС.

О. Гурко. Организация и ведение системы учета и контроля на уровне государства.

И. Ловягина. Особенности гарантий МАГАТЭ в Латвийской Республике.

М. Давайнис. Развитие системы контроля ядерных материалов в Литве.

В. Гуло. Применение автоматизированной системы для верификации отправки отработавшего топлива в сухое хранилище Запорожской АЭС.

Л. Дуинслейгер. In-field Timely and Accurate Measurements – Fundamental to Minimising Safeguards Issues in Reprocessing Facilities.

В. Нижник. Evaluation of Active Neutron Coincidence Counter Cross-Calibration Methods for use in the Russian Federation.

Ю. Абрамов. Учёт и контроль ядерных материалов, реализация Положения о системе измерений ядерных материалов.

А. Золкин. Реализация Положения о системе измерений ядерных материалов, методы измерений.

А. Двоглазов. Особенности обращения с ядерными материалами в ХОЯТ для реакторов ВВЭР.

Д. Черкас. Экспериментальное измерение глубины выгорания ядерного топлива на Чернобыльской АЭС.

С. Яновський. Применение нейтронных шумов для измерения выгорания ядерного топлива.

А. Юрченко. Численное исследование формирования и распространения волны медленного ядерного горения (реактор Феоктистова).

С. Лопатин. Государственное регулирование безопасности перевозок радиоактивных материалов в Украине.

J. Clifford. Swedish support program 1992-2007: Advanced Systems for Safeguards Information Treatment in Ukraine.

А. Мартынюк. ГСУК и физическая защита на РАЭС.

Н. Одейчук. Организация системы физической защиты с элементами радиационного контроля в ННЦ ХФТИ.

В. Кирияченко. Способы, методы и средства защиты информации.

И. Сакунов. Развитие системы AIMAS.

Н. Стрильчук. Программа AIMAS версии 2.3.5.

Т. Морозова. База данных по учету печатей МАГАТЭ на ГСП "Чернобыльская АЭС".

Л. Белоусова. По вопросу создания автоматизированной системы учета и сопровождения эксплуатации ядерного топлива на АЭС Украины АС «ОБИГ ЯТ».

А. Акульшин. Опыт использования компьютерной системы учета и контроля ядерных материалов «AIMAS» в учебном процессе.

А. Александрова. Лабораторный практикум по УиК ЯМ в СНУЯЭИП.

Е. Арсенина. Проблемы и особенности учета и контроля ядерных материалов на Хмельницкой АЭС.

В. Борис. Особенности учета и контроля ядерных материалов на Ривненской АЭС.

К. Гуцин. Первые итоги подготовки студентов по учету, контролю и физической защите ядерных материалов в СНУЯЭиП.

Л. Истомина. Система учета и контроля ядерных материалов малых количеств в ЮУАЭС.

Т. Луданова. Практика учета и контроля ядерных материалов на установке и модернизация исследовательского ядерного реактора ВВР-М.

Н. Грицак. Состояние законодательно-правовой базы по физической защите ядерного материала и ядерных установок в Украине.

VII Українська конференція з фізики плазми та керованого термоядерного синтезу, Київ, 25-26 вересня 2007 р.

Сьома конференція з керованого термоядерного синтезу та фізики плазми відбулася в Києві 25-26 вересня 2007 р. Її метою було підбиття підсумків досліджень в Україні у галузі фізики плазми та керованого термоядерного синтезу за рік, а також координація подальших досліджень.

Організаторами конференції були Національна академія наук України, Інститут ядерних досліджень НАН України, Інститут теоретичної фізики ім. М.М. Боголюбова НАН України та Державний фонд фундаментальних досліджень України

До програми конференції включено 24 усні та 41 стендову доповідь. Повну інформацію про конференцію розміщено на веб-сторінці <http://www.kinr.kiev.ua/UCPPCF/2007.html>

Доповіді на пленарних засіданнях:

Я.І. Колесниченко. Низькочастотні альфвенівські нестійкості у стелараторах: особливості, аномальний транспорт, використання для діагностики плазми

О.В. Прокопенко. Зв'язок характеристик іонних хвиль Бернштейна, збуджуваних потужними ВЧ полями, з параметрами плазми торсатрона «Ураган-3М»

Ю.В. Яковенко. Вплив тривимірності геометрії стеларатора на структуру альфвенівських власних мод

І.М. Панкратов. Дослідження взаємодії зовнішніх гвинтових магнітних збурень з плазмою токамака

В.В. Луценко. Вплив радіального електричного поля на утримання швидких іонів у оптимізованих стелараторах

А.Г. Загородній. Ефективна взаємодія макрочастинок у плазмі: теорія і моделювання

І.М. Онищенко. Плазма як унікальне середовище для перспективного високоградієнтного прискорення заряджених частинок

В.С. Михайленко. Турбулентність, що збуджується зсувною течією вздовж магнітного поля та зумовлений нею аномальний перенос

О.К. Черемних. ULF-збурення у магнітосфері Землі: генерація, спектр, стійкість

І.О. Анісімов. Еволюція модульованого електронного пучка в плазмі: комп'ютерне моделювання для різних режимів плазмово-пучкової турбулентності

М.І. Тарасов. Дослідження беззйткненого стишення діокотронних коливань в електронній плазмі

О.Д. Кочерга. Найпоширеніші негаразди української природничої термінології

В.А. Жовтянський. Деякі фундаментальні проблеми фізики газового розряду

О.А. Федорович. Фізичні та технологічні дослідження плазмохімічного реактора для травлення торців ФЕП

Ю.В. Вірко. Генерація плазми та прискорення іонів в геліконному джерелі з постійними магнітами

В.С. Таран. Дезинфекція і стерилізація мікроорганізмів ультразвуком з озоном

В.В. Юхименко. Плазмова конверсія суміші етанол + вода в синтез газ

С.С. Погуляй. Порівняльне дослідження складу активного середовища в плазмохімічному реакторі на основі діелектричного бар'єрного розряду в сухому і вологому повітрі

В.І. Терьошин. Модельні експерименти з імітації теплових навантажень на диверторні пластини реактора ІТЕР

Є.Д. Волков. Результати досліджень на стелараторах Інституту фізики плазми ННЦ «ХФТІ»

М.І. Гришанов. Протонно-циклотронна нестійкість у дипольній магнітосферній плазмі з анізотропною температурою

О.П. Фесенюк. Полоїдальна неоднорідність високочастотних альфвенівських ласних мод у стелараторах

І.В. Павленко. Вибіркове нагрівання аргону в розрядах з напусканням домішоктокамака JET

С.В. Івко. Естафета дрейфових резонансів у конфігурації токамака з оберненим широм

Нарада колаборації SuperNEMO, Київ, 11-12 жовтня 2007 р.

Метою проекту SuperNEMO є пошуки безнейтринного подвійного бета-розпаду ядер ^{82}Se та ^{150}Nd з чутливістю, яка б дозволила визначити схему масових станів нейтрино, а також встановити природу цієї частинки (нейтрино Майорани або Дірака) та перевірити закон збереження лептонного числа у випадку інвертованої схеми масових станів. До складу колаборації входять близько 60 учених, які представляють 27 інститутів та університетів з 11 країн. Однією з найскладніших проблем, яку необхідно вирішити для реалізації проекту, є розробка низькофонового калориметра загальною площею більше тисячі квадратних метрів. Вирішення цієї задачі вимагає застосування найновіших технологій та пошуку нових науково-технічних рішень, що і було метою наради. Фізики з Франції, Великої Британії, США, Чехії, Росії, України (загалом в нараді взяли участь 16 закордонних і 6 українських учених) обмінялися результатами останніх досліджень і розрахунків, розглянули різні конструкції спектрометричних модулів, намітили плани подальшої роботи.

Доповіді, зроблені на нараді:

Fabrice Piquemal. Goals of the meeting

Denys Poda. Pulse-shape discrimination between alpha and beta with Organic Scintillators

Oleg Kochetov. Status of R&D SuperNEMO calorimeter in Dubna

Matt Kauer. Light guide studies

Benton Pahlka. Simulations of 11 and 8 inch Spherical PMTs

Benton Pahlka. Simulations and Measurements of Winston Cone Light Guides

Vladislav Kobychiev. MC Simulation of Combined Plastic-Liquid Scintillation Detectors

Jean-Stephane Ricol. Update on scintillator R&D at Bordeaux

Valentyna Mokina. Test of advanced Liquid Scintillators

Fedor Danevich. First check of Large Liquid detector with plastic entrance window

Christine Marquet. Status of LS container mechanical design studies

Christine Marquet. PMT R&D update

Matt Kauer. ETL Green extended PMT results and plans

Yuriy Onishchuk. Own background of CR-39 track detector in alpha cluster detection mode

Christine Marquet. Update on alpha calibration

Ruben Saakyan. Update on Ipe calibration

Karol Lang. Criteria discussion

Ruben Saakyan. Rough list of calorimeter selection criteria

МІЖНАРОДНЕ НАУКОВЕ ТА НАУКОВО-ТЕХНІЧНЕ СПІВРОБІТНИЦТВО

Протягом 2007 року Інститут ядерних досліджень продовжував міжнародне наукове та науково-технічне співробітництво в рамках співробітництва “відділ-відділ”, участі співробітників інституту в міжнародних проектах та грантах, особистих наукових контактів.

Традиційно плідна міжнародна діяльність проводилась у відділі теорії ядра. Відділ виконував ряд спільних проектів з Мюнхенським технічним університетом (Німеччина), Кіотським університетом (Японія), Прискорювачем важких іонів (Дармштадт, Німеччина), Техаським циклотронним інститутом (США), Національним інститутом ядерної фізики (Флоренція, Італія), Відділом математичної фізики Лундського університету (Лунд, Швеція).

Багатогранна і ефективна міжнародна діяльність проводиться у відділі фізики лептонів. В поточному році співробітники відділу брали участь у наукових дослідженнях у рамках таких міжнародних колаборацій:

SuperNEMO (Франція, США, Велика Британія, Росія, Іспанія, Японія, Чехія, Фінляндія, Україна, Польща, Словаччина).

DAMA (Університети Рим 1 і Рим 2, Національна лабораторія Гран Сассо, Італія, Україна).

EURECA (Велика Британія, Німеччина, Франція, ЦЕРН, Росія, Україна, Іспанія).

BOREXINO (Італія, США, Німеччина, Франція, Росія, Угорщина, Україна).

Співробітники відділу фізики важких іонів працювали в рамках міжнародної угоди про наукову та науково-технічну співпрацю між урядами Польщі та України. Співпраця вчених обох країн зосереджувалась на дослідженні ядерних реакцій з виходом екзотичних ядер. Проведено спільний пробний експеримент на Варшавському циклотроні, а також експерименти на установках Інституту ядерної фізики ім. Г. Неводнічанського (м. Краків, Польща).

У 2007 р. у відділі ядерних реакцій у рамках співробітництва з Інститутом ядерної фізики Національного ядерного центру Республіки Казахстан продовжувалися дослідження реакцій взаємодії ${}^3\text{He}$ з ядрами (пружне, непружне розсіяння, повні перерізи реакцій). Спільно з Об'єднаним Інститутом ядерних досліджень (Дубна, Росія) на магнітному сепараторі КОМБАС досліджувалися властивості легких нейтронно-надлишкових ядер у реакціях з вторинними пучками.

Відділ фізики високих енергій продовжував співпрацю в рамках Угоди про співробітництво між науковим центром DESY (Гамбург, ФРН) та ІЯД НАН України в галузі фізики елементарних частинок, фізики прискорювачів та використання синхротронного випромінювання. Співробітники відділу фізики високих енергій брали участь у проведенні експериментів на міжнародних ядерно-фізичних установках.

Відділ радіаційної фізики продовжував співробітництво з ЦЕРН–колаборацією RD-50 з радіаційної стійкості напівпровідникових детекторів.

У відділі теоретичної фізики в рамках проекту ІНТАС спільно із співробітниками Інституту фізики Польської Академії наук та Інституту фізики НАН України продовжуються дослідження впливу магнітного поля на ширину смуг відбивання світла від напівмагнітних напівпровідників з квантовими ямами. Розпочато роботу за програмою Visby (Швеція, університет м. Лінчопінг) “Плазмові ефекти в періодичних та аперіодичних структурах наночастинок”. Проводяться дослідження частот плазмових коливань та супроводжуючих їх електричних полів для металічних частинок довільної форми з метою розробки сенсорів біологічних молекул.

Відділ теорії ядерного синтезу продовжував співпрацю за проектом № UKP2-2643-KV-05 Уряду України та Фонду цивільних досліджень та розвитку США “Коллективні процеси в плазмі сферичних торів з високо-енергетичними іонами” (1.07.2005 - 30.06.2007), в рамках якого спільно із співробітниками Принстонської лабораторії фізики плазми (США) проводив теоретичні дослідження за Партнерським проектом № P-034 Українського науково-технологічного центру, ІЯД НАН України та Макс-Планк-Інституту фізики плазми (ФРН).

У відділі теорії плазми проводиться співробітництво з такими установами:

Тоkyo University of Agriculture and Technology, Тоkyo;

Kyushu University, Fukuoka, Japan.

В 2007 р. у відділі дослідницького ядерного реактора продовжувалось плідне співробітництво з Національною адміністрацією ядерної фізичної безпеки (Міністерство енергетики США), спрямоване на підвищення безпеки дослідницьких реакторів. Протягом року реактор відвідали близько 20 фахівців з проблем ядерної безпеки США. В рамках міжнародних проектів обґрунто-

вана безпека реактора ВВР-М ІЯД НАН України для змішаних завантажень активної зони при одночасному використанні високо- та низькозбагаченого палива. Розроблена і узгоджена з Державним комітетом ядерного регулювання України концепція поступового переходу на використання низькозбагаченого палива. Проведено розрахунки серії критичних збірок з ТВЗ ВВР-М2 і ВВР-М5.

На базі дослідницького реактора ВВР-М та захисних „гарячих” камер виконується комплексна програма в рамках міжнародного проекту Українського науково-технологічного центру (УНТЦ) № Uz-25 "Створення сучасних технологій виробництва та методик сертифікації радіонуклідної продукції для потреб науки, медицини та промислового застосування". У виконанні проекту беруть участь відділ нейтронної фізики, дослідницького реактора, радіаційного матеріалознавства та Центру екологічних проблем атомної енергетики.

У рамках проекту CRDF № UKR 2-2854-KV-07 "Розробка пілотної опромінювальної установки та нейтронно-захватних агентів для лікування ревматоїдних артритів на базі теплового ядерного реактора" розроблено проект та виготовлено основні вузли опромінювальної установки на 5-му каналі дослідницького реактора ВВР-М.

У рамках координаційного дослідницького проекту МАГАТЕ "Оцінка параметрів джерела та моделювання транспорту радіонуклідів з урахуванням параметрів контейнменту/конфайнменту дослідницького ядерного реактору та викиду у навколишнє природне середовище" співробітниками ЦЕПАЕ виконувались дослідження за темою J71011 "Оцінка впливу дослідницького реактора ВВР-М ІЯД НАН України в умовах нормальної експлуатації та при аварійних ситуаціях". Результати робіт отримали позитивну оцінку на першій координаційній нараді «Оцінка джерела викиду радіонуклідів для дослідницьких реакторів», яка проходила в МАГАТЕ (Відень, 10-14.12.2007 р.)

Українським центром ядерних даних (УКР-ЦЯД), що входить до складу відділу нейтронної фізики, у рамках співробітництва з Секцією ядерних даних МАГАТЕ у 2007 р. виконано компіляцію експериментальних даних про взаємодію ядер з нейтронами, зарядженими частинками та фотонами, отриманих українськими вченими та

опублікованих в українських та закордонних наукових журналах і виданнях, представлено їх в форматі EXFOR для включення до світового банку експериментальних даних CSISRS.

Навчальний центр з фізичного захисту, обліку та контролю ядерного матеріалу продовжував успішно співпрацювати з Сандійською, Лос-Аламоською Північно-західною Національними лабораторіями Міністерства енергетики США та з іншими міжнародними організаціями.

У 2007 р. Центром була підготовлена та проведена Четверта Міжнародна конференція з обліку та контролю ядерного матеріалу, яка проходила з 28 серпня по 2 вересня у м. Нетешин, ХАЕС.

5 - 9 червня була проведена робоча нарада між представниками Міністерства енергетики США та українських центральних органів виконавчої влади, діяльність яких пов'язана з фізичним захистом, обліком та контролем ядерного матеріалу.

Проведено ряд технічних нарад, конференцій, курсів, семінарів, направлених на підвищення кваліфікації працівників у галузі фізичного захисту, обліку та контролю ядерного матеріалу.

У 2007 р. співробітниками ІЯД НАН України було здійснено 109 закордонних відряджень, із них 62 – для виконання наукової роботи, 15 – на стажування та 32 – для участі у роботі міжнародних конференцій, симпозіумів, нарад. Протягом 2007 р. інститутом було прийнято 114 іноземних вчених та спеціалістів із США, Австрії, Франції, Німеччини, Великобританії, Польщі, Ізраїлю, Чехії, Кореї, Канади, Болгарії, Фінляндії.

У поточному році ІЯД неодноразово відвідували фахівці із країн-представників УНТЦ (Science and Technology Center in Ukraine), які аналізували роботу діючих проектів та давали пропозиції нових проектів для фінансування на наступні роки в рамках програми "Ініціативи цільових науково-дослідних і випробувально-конструкторських розробок" УНТЦ та НАНУ (як рівними фінансовими партнерами). Підтримувались регулярні зв'язки з МАГАТЕ. 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.

Авторський покажчик / Author index

- Абросімов В.І., 17, 172
Агеев В.А., 158, 178
Азаров С.І., 113, 175
Анохін І.С., 120, 176
Атаманюк Н.П., 172, 178
Аушев В.С., 83
Бабак О.В., 32
Бабич В.М., 176
Барабаш Л.І., 175
Бездробна Л.К., 161, 178
Белюскіна О.О., 174
Бердниченко С.В., 174
Березин Ф.Н., 174
Березнюк І.Ю., 178
Берлізов А.М., 159, 160
Бондаренко В.Б., 173
Бондаренко О.С., 41, 42, 173
Борзаковський А.С., 58
Борисенко А.Г., 149
Борисова М.С., 81
Буканов В.Н., 181
Бунин С.Г., 170
Бурдо О.С., 133
Вальков О.С., 85, 86
Вальчук А.О., 58
Варенцов М.Д., 125, 126, 176, 182
Васильева Е.Г., 181
Василькевич О.А., 111, 112
Вербицький В.П., 32, 44, 179
Вихлий Г.А., 175
Вишневський І.М., 60, 61, 63, 106, 165, 170, 171, 174, 175
Войтенко Л.М., 148, 152, 183, 182
Войтер А.П., 40, 92, 170, 172, 173, 174
Ворона П.М., 109, 159
Гайдар Г.П., 125, 126, 176, 182
Гайдар О.В., 162, 176
Гайченко В.А., 174
Георгадзе А.Ш., 173
Голіней І.Ю., 116, 176
Голобородько В.Я., 129, 134, 136
Головач А.І., 167
Головач Л.О., 167
Горпинич О.К., 40, 42, 44, 173, 179
Горюнов О.Ю., 172, 173
Гранцев В.І., 46, 170, 174
Грашилін В.О., 174
Григоренко О.Д., 32
Гриневич Ю.П., 163, 178, 183
Гринік Е.У., 127, 175, 165, 176, 182
Гроза А.А., 124, 175
Гульчук Ю.С., 175
Давидовська О.І., 17, 172
Давидовський В.В., 46, 165, 170, 172
Даневич Ф.А., 180
Дем'янов О.В., 85, 86
Демехин В.Л., 181
Денисов В.Ю., 174
Дерев'яноко Л.П., 178
Дідковський В.І., 158
Добріков В.М., 40, 42, 44, 173, 179
Долголенко А.П., 125, 126, 176, 182
Долінська М.Е., 26
Доронін М.І., 174
Дорошко Н.Л., 41, 43, 173, 179
Драпей С.С., 63, 170, 171
Дряпаченко І.П., 44, 87, 89, 90, 91, 173, 174, 179
Дубовой В.К., 176
Жданова Н.Н., 178
Желтоножская М.В., 61, 63
Желтоножский В.А., 60, 61, 62, 63, 64, 170, 171, 178
Залізник Ю.А., 147
Зарубін О.Л., 166, 167, 168, 177, 178, 183, 184
Зарубіна Н.С., 169, 177, 178, 183, 184
Зелінський А.Г., 106, 174, 175
Зінець О.С., 120, 176
Карлишев Ю.Я., 40, 42, 44, 173, 179
Карпенко А.Я., 123, 175
Катеринчук В.Н., 176
Кацубо Л.П., 89, 170, 173, 174
Кибкало Ю.В., 54, 55
Кива В.О., 40, 42, 44, 81, 173, 179
Кир'ячук В.М., 173
Кібкало Т.І., 174
Кісурін В.О., 174
Кісурін К.К., 46, 170, 174
Климкіна Л.К., 178
Кобычев В.В., 78, 173, 174
Ковалев А.Н., 174
Коваленко В.Н., 174
Коваленко О.В., 84, 174
Ковальчук О.С., 81
Ковалюк З.Д., 176
Ковгар І.Б., 49, 50, 173
Козак Н.В., 181
Козеряцка Г.М., 89, 90, 91, 173, 174
Козырь Ю.Е., 35
Колесниченко Я.І., 128, 133, 135, 187
Коломієць В.М., 172, 173
Коломієць І.М., 40, 42, 173, 179
Коломієць М.Ф., 84, 174
Колосов О.Й., 85, 86
Кононов А.В., 148, 182
Корж І.О., 37, 38, 39, 172
Корзина Т.О., 44
Костін Є.Г., 153, 154, 177
Костюк Т.А., 110, 175
Кочергина Е.О., 171
Кочкін В.І., 176
Кротенко В.Т., 111, 181
Кругленко М.П., 155, 157
Кубай Н.А., 84
Купряшкин В.Т., 58, 173.
Курочкіна В.А., 161
Куц В.І., 58
Ластовецкий В.Ф., 176
Лашко А.П., 56, 57, 170, 172, 173
Лашко Т.М., 56, 57, 170, 172, 173
Левон О.І., 49, 50, 173
Левченко Н.І., 158
Липська А.І., 178, 183
Лисенко М.В., 165
Литвиненко О.М., 98
Литвинський А.Л., 174
Литовченко О.П., 176
Литовченко П.Г., 123, 124, 125, 126, 165, 175, 176, 182
Лібман В.А., 175
Літовко І.В., 150, 151
Лобач Ю.М., 164, 165
Лук'янов С.В., 172, 173
Луценко В.В., 128, 135, 187
Мазний І.О., 40, 173, 174
Макаровський В.М., 165
Макєєв С.С., 172
Маковський, М.В., 174
Малюк І.А., 159, 160, 167, 178
Малюта Ю.М., 28, 29, 170
Межевич С.Ю., 173
Мельниченко Л.Ю., 178
Митрохович М.Ф., 59, 173.

- Михайленко О.В., 81
 Михайлов Л.В., 55
 Михайловський В.В., 123, 175
 Михайлюк В.П., 36, 173.
 Мніх Н.В., 181
 Можжухін Е.М., 44, 87, 89, 90, 91, 174, 173, 179
 Мойсенко М.І., 178
 Мокіна В.М., 179
 Момотюк О.А., 173
 Мофа О.М., 174
 Мохнач О.А., 173
 Музалев П.Н., 62
 Нагорний С.С., 17, 179, 181
 Німець О.Ф., 40, 173
 Носач Ю.О., 161
 Носенко Ю.В., 50, 173.
 Обиход Т.В., 28, 29, 30, 170
 Обознова О.В., 179
 Ольховський В.С., 26, 27
 Омельченко С.О., 26
 Омельчук С.Є., 40, 42, 46, 170, 173, 174
 Онищук В.А., 49, 50, 173
 Опилат В.Я., 176
 Осташко.В.В., 42, 172, 173, 178, 179
 Охріменко О.Ю., 81
 Павленко І.О., 162
 Павленко Ю.М., 40, 41, 42, 43, 44, 45, 47, 173, 179
 Павлович В.М., 94, 95, 96, 97, 98, 165, 174
 Палкін Г.П., 46, 170, 174
 Петренко І.В., 176
 Пилипченко Ю.В., 81
 Поворозник О.М., 174
 Пода Д.В., 179
 Подвіянюк Р.Б., 174
 Поздняков Ю.О., 36, 173, 174
 Поливцев Л.А., 176
 Политанская О.А., 176
 Полозов Б.П., 155, 157
 Понкратенко О.А., 173
 Порицкий П.В., 148, 182
 Посмітюх І.В., 173
 Правдивий М.М., 39
 Приступа С.В., 83
 Пророк В.В., 178
 Пугач А.М., 181
 Пугач В.М., 81, 83
 Разбудей В.Ф., 109, 175
 Ревка В.Н., 127, 175, 176, 182
 Резник С.М., 129, 134, 136
 Рогозін В.М., 84
 Родіонова Н.К., 172, 178, 183
 Рознюк Ю.С., 40, 42, 46, 170, 173, 174
 Романишин В.О., 173
 Руденко Б.А., 40, 42, 46, 173, 170, 174, 179
 Руденко Т.П., 85, 86
 Рудик О.Ф., 160
 Рудчик А.Т., 159, 173
 Рундель О.І., 44
 Рязанов В.В., 100
 Саврасов А.Н., 60, 62
 Савчук В.Г., 174
 Садовников Л.В., 61, 170, 178
 Салтиков Л.С., 46, 174
 Санжур А.І., 173
 Сахно В.И., 175
 Сахно О.В., 106, 174, 175
 Сваричевська О.В., 164, 165, 174
 Селищев П.А., 114, 115
 Семенов В.С., 46, 170, 174
 Семенюк Н.И., 174
 Серета О.К., 84
 Серкіз Я.І., 178, 183
 Сидор О.Н., 176
 Сидоренко Л. П., 58
 Скляр М.Т., 37, 38, 39, 172
 Слісенко В.І., 110, 111, 112, 114, 115, 175, 181
 Слюсаренко Л.І., 46, 170, 174
 Соколов А.М., 93
 Солодяникова О.І., 172
 Сорокін Г.А., 175
 Старчик М.І., 124, 175
 Старчик П.Д., 148, 182
 Стрильчук Н.В., 60, 62, 63, 64, 170, 171
 Стружко Б.Г., 46, 170, 174
 Сугаков В.Й., 116, 123, 175, 176, 181
 Сукач Г.Г., 172
 Тартаковський В.К., 46, 31, 170, 173
 Тартачник В.П., 176
 Телецька С.В., 163, 167, 183
 Теренецький К.О., 32, 44, 179
 Тихий А.В., 128, 135
 Токарев В.П., 54
 Толочко Л.О., 158
 Томчай С.П., 106, 174, 175
 Трифонов П.Н., 64, 170
 Тришин В.В., 159, 160, 162, 164, 165
 Федорович О.А., 152, 155, 156, 157, 182, 183, 187
 Федорченко В.І., 161, 178
 Федоткин С.Н., 170
 Феоктістов О.І., 58
 Фесенюк О.П., 187
 Фурса А.Д., 37, 172
 Халова Н.В., 174, 175
 Хвастунов О.В., 173
 Хотяинцева Е.Н., 96, 97, 174
 Хрін Т.В., 106, 174, 175
 Худенко О.О., 172, 173
 Чайковский Ю.В., 127, 175, 176, 182
 Чернюк А.А., 117, 176, 182
 Чирко Л.И., 127, 175, 176, 182
 Чурюмова Т.О., 161
 Шаров А.Ф., 84, 90, 91, 173
 Шевель В.М., 110, 165, 172, 175
 Шевцова О.М., 123, 175
 Шевченко В.П., 172
 Шевченко Ю.Б., 175
 Шевчук А.А., 50, 173.
 Шитюк В.А., 46, 170, 174
 Шкулькова О.Г., 170
 Шпырко С.Г., 100
 Щепкин Ю.Г., 110, 175
 Щур А.М., 174
 Юрченко О.С., 94, 97, 174
 Яворський В.О., 129, 134, 136
 Якименко О.І., 147
 Яковенко В.М., 81, 187
 Яковенко Т.І., 38
 Яковенко Ю.В., 133, 135
 Abrosimov V.I., 16, 179
 Aleshin V.P., 21, 171
 Arkhipov V.I., 175
 Artemov S.V., 170, 171, 172
 Babenko V.A., 175
 Basenko V.K., 178
 Berlizov A.N., 178
 Borisenko A.G., 176
 Borowska L.Ya., 33, 34, 172
 Borysova M., 171, 179
 Burdo O.S., 132
 Chekanov S., 170, 171, 172
 Chernyuk A.A., 176
 Danevich F.A., 65, 66, 67, 68, 69, 71, 73, 74, 75, 76, 77, 79, 171, 172, 179, 180, 188
 Davidovskaya O.I., 15, 22
 Davydovskyy V.V., 173
 Demyanov A.V., 87
 Denisov V.Yu., 23, 24, 172
 Dolgolenko A.P., 176
 Dolinska M.E., 87
 Drapey S.S., 180
 Dzyublik A.Ya., 121, 124, 175
 Evlanov M.V., 173

- Fedorovich O.A., 171, 176, 177, 179
 Fedotkin S.M., 19, 20, 171
 Fesenyuk O.P., 130, 131, 177, 183
 Fishchuk I.I., 118, 175
 Gaidar G.P., 176
 Georgadze A.Sh., 71
 Gnidak M.L., 107, 108
 Goloborod'ko V.Y., 177, 180
 Gorpinich O.K., 173
 Goryunov O.Yu., 171
 Gritzay O.O., 107, 108
 Guryan A., 137
 Gzhebinsky A.M., 19, 171, 173
 Ivanyuk F.A., 18, 179
 Kadashchuk A.K., 175
 Kalchenko O.I., 107, 108
 Kiptily V., 177, 180
 Kirichenko G.S., 143
 Klimova N.A., 107, 108
 Kobychhev V.V., 65, 66, 67, 68, 69, 71, 73, 74, 77, 79, 171, 172, 188
 Kolesnichenko Ya.I., 130, 131, 132, 183
 Kolomietz V.M., 13, 14, 15, 180
 Kolosov A.I., 87
 Koloty V.V., 107, 108
 Korzina T.A., 180
 Kostin E.G., 176
 Kovalchuk O.S., 80, 179, 180
 Kozgushko B.V., 171
 Kropivnyansky B.N., 65, 77
 Kruglenko M.P., 177
 Kulich E.V., 22, 180
 Kyryanchuk V.M., 51, 52, 53, 170, 171
 Kyva V.O., 80, 138, 139, 140, 146, 177, 179
 Lev S.B., 122, 176
 Levon A.I., 48, 172
 Libman V.A., 108
 Litovchenko P.G., 176
 Lukomsky D.V., 177
 Lukyanov S.V., 15
 Lutsenko V.V., 130, 132, 177, 183
 Lymanets A.O., 80
 Magner A.G., 19, 20, 171, 173
 Malyuk I.A., 178
 Marchenko V.S., 132, 177
 Marinenko A.A., 177
 Maydanyuk S.P., 25
 Mazur V.M., 180
 Mezhevych S.Yu., 52, 53, 170, 171
 Militsiya V.M., 80
 Mokhnach A.V., 52, 53, 170, 171
 Mokina V.M., 69, 71, 73, 76, 77, 79, 180, 188
 Momotyuk O.A., 51, 52, 53, 170, 171
 Mykhailenko A., 171, 179
 Mykhailenko O.V., 80, 180
 Mykhailenko V.M., 179
 Nagorny S.S., 65, 66, 67, 68, 71, 73, 74, 77, 79, 171, 172
 Nikolaiko A.S., 71, 77
 Okhrymenko O.Yu., 179, 180
 Olkhovsky V.S., 25, 171
 Ostashko V.V., 171
 Panchenko V.G., 141, 142
 Pankin A.Y., 177, 183
 Pavlenko V.N., 141, 142
 Pavlenko Yu.N., 180
 Pavlovych V.M., 97, 174, 175
 Pilipenko N.A., 24, 172
 Plujko V.A., 22, 174, 171
 Poda D.V., 65, 66, 69, 71, 73, 76, 77, 172, 180
 Podviyanuk R.B., 69, 71
 Polosov M.P., 176
 Polozov B.P., 177
 Ponkratenko O.A., 51, 52, 53, 170, 171
 Popovichev S., 177
 Povoroznyk O.M., 173
 Prikhodko O.O., 177
 Prystupa S., 170, 171, 172
 Pugach V.M., 78, 82, 170, 171, 172, 176, 180, 179
 Pylypchenko Y., 170, 171, 172, 179
 Radionov S.V., 14
 Romanyshyn V.O., 53
 Rudchik A.A., 51, 52
 Rudchik A.T., 51, 52, 53, 170, 171
 Rudenko T.P., 87
 Rusov V.D., 174
 Ryazanov V.V., 100, 102, 103, 104, 175
 Saltykov L.S., 171
 Sanzhur A.I., 13
 Sedlak R.D., 71
 Shamrai K.P., 145, 143, 176, 183
 Sharapov S.E., 180
 Shevchenko S.V., 171
 Shkulkova O.G., 65, 75, 79, 180
 Shpyrko S., 99, 100, 101, 175
 Slobodyan V.M., 143
 Soroka V.I., 48, 174
 Spivak V.Yu., 121
 Strilchuk N.V., 180
 Sugakov V.I., 119, 122, 175, 176
 Taranov V.B., 144, 176, 183
 Tarasenko L.I., 177
 Tartakovsky V.K., 173
 Terenetsky K., 34, 172
 Titov V., 183
 Toki K., 183
 Tretyak V.I., 65, 66, 67, 68, 69, 70, 71, 72, 73, 74, 77, 79, 171, 172, 174
 Trifonov P.N., 180
 Tryshyn V.V., 178
 Tykhyy A.V., 177
 Uzdensky D.A., 183
 Valkov A.T., 87
 Varentsov M.D., 176
 Vashchenko V.N., 174
 Verbitsky V., 34, 172
 Vertsimakha G.V., 119, 122, 176
 Virko V.F., 143, 145, 176, 183
 Virko Yu.V., 145, 176, 183
 Vishnevsky I.N., 65, 69, 180
 Voitsekhovitch I., 177
 Volyansky D.Yu., 171, 179
 Yakimenko A.I., 146, 176, 177, 183
 Yakovenko V.M., 179
 Yakovenko Yu.V., 130, 131, 177, 183
 Yavorskij V., 177, 180
 Yurchenko S.S., 65, 66, 67, 68, 71, 69, 73, 171, 172
 Zaitsevsky I.L., 171
 Zaliznyak Yu.A., 146
 Zheltonozhskaya M.V., 180
 Zheltonozhsky V.A., 180

Наукове видання

ЩОРІЧНИК - 2007

Комп'ютерна верстка *Ф.О. Іванюк, О.Д. Григоренко*

Підписано до друку 07.02.08. Формат 60×88 / 8. Ум.-друк. арк. 14
Тираж 200 прим. Зам. № 2

Інститут ядерних досліджень НАН України. 03680, м. Київ, проспект Науки, 47