

НАЦІОНАЛЬНА АКАДЕМІЯ НАУК УКРАЇНИ
ІНСТИТУТ ЯДЕРНИХ ДОСЛІДЖЕНЬ

**XXIV ЩОРІЧНА
НАУКОВА КОНФЕРЕНЦІЯ
ІНСТИТУТУ ЯДЕРНИХ ДОСЛІДЖЕНЬ
НАН УКРАЇНИ**

(Київ, 10 - 13 квітня 2017 року)

Тези доповідей

Київ 2017

УДК [539.1/2+533.9+577.3+621.039](477)(042.5)
ББК 22.36/38(4Укр)я9+22.333(4Укр)я9+28.071(4Укр)я9+31.4(4Укр)я9
Д 22

Укладач: Ф. О. Іванюк

Програмно-організаційний комітет конференції:

- В. М. Коломієць – голова комітету
Ф. О. Іванюк – заступник голови комітету (теоретична ядерна фізика)
Я. І. Колесниченко – заступник голови комітету (фізика плазми)

Члени:

- О. М. Поворозник – експериментальна ядерна фізика
В. М. Павлович – атомна енергетика
В. Й. Сугаков – радіаційна фізика та радіаційне матеріалознавство
І. П. Дрозд – радіобіологія та радіоекологія
Н. Л. Дорошко – учений секретар ІЯД НАН України
Ю. М. Степаненко – голова ради молодих учених ІЯД НАН України
В. В. Михайловський – розробник Web-сторінки
О. Д. Григоренко – видання тез

Секретарі:

О. С. Бурдо, С. В. Лук'янов, В. В. Михайловський, О. М. Пугач, О. А. Сова

Друкуються за рішенням вченої ради інституту від 14.02.17.

Д 22 **XXIV** щорічна наукова конференція Інституту ядерних досліджень НАН України (Київ, 10 - 13 квітня 2017 року) : тези доповідей. - Київ : Ін-т ядерних дослідж., 2017. - 260 с.

ISBN 978-966-02-8203-2

У збірнику опубліковано тези конференції, що є підбиттям підсумків наукової діяльності інституту за 2016 р. Представлено тези з основних напрямків роботи Інституту, а саме: ядерної фізики, атомної енергетики, радіаційної фізики та радіаційного матеріалознавства, фізики плазми та теорії ядерного синтезу, радіоекології та радіобіології.

Наукове видання буде корисним для наукових працівників, аспірантів, інженерів, а також для викладачів та студентів старших курсів вузів.

УДК [539.1/2+533.9+577.3+621.039](477)(042.5)

ББК 22.36/38(4Укр)я9+22.333(4Укр)я9+28.071(4Укр)я9+31.4(4Укр)я9

ISBN 978-966-02-8203-2

© Інститут ядерних досліджень
НАН України, 2017

ЗМІСТ

Секція 1. Ядерна фізика

Властивості потоку імпульсу при ізоскалярних дипольних збудженнях ядер <i>В. І. Абросімов, О. І. Давидовська</i>	21
Поляризація протонів в оптичній моделі <i>Ю. А. Бережной, В. П. Михайлюк</i>	21
Квантові та квазікласичні розрахунки оболонкової структури моментів інерції <i>Д. В. Горпинченко, О. Г. Магнер, Я. П. Блоцкі, Дж. Бартел</i>	22
Ефективний ядерно-ядерний потенціал з урахуванням внеску кінетичної енергії нуклонів та перерізи пружного розсіяння і підбар'єрного злиття <i>О. І. Давидовська, В. Ю. Денисов, В. О. Нестеров</i>	23
Угловые (n, p) корреляционные спектры в дифракционном развале дейтронов ядрами ^{12}C, ^{40}Ca, ^{90}Zr, ^{208}Pb при энергии 56 МэВ <i>В. В. Давидовский, А. Д. Фурса</i>	24
Масові виходи і кінетична енергія уламків при поділі високозбуджених ядер з $A \leq 220$ <i>В. Ю. Денисов, Т. О. Маргітич</i>	25
Вплив ядерної частини потенціалу взаємодії ядер на виходи уламків поділу по масі <i>Т. О. Маргітич, В. Ю. Денисов</i>	26
Взаємодія трьох уламків поділу і виходи різних потрійних фрагментів <i>В. Ю. Денисов, М. О. Пилипенко</i>	27
Опис випромінювання альфа-частинок у рамках теорії розпадів Гольдбергера-Ватсона <i>О. Я. Дзюблик</i>	27
Аналітичні форми хвильової функції дейтрона і дифракція дейтрон-ядерної взаємодії <i>В. І. Жаба</i>	28
Дослідження ефективних перерізів (γ, n)-реакції на ізотопах срібла <i>В. І. Жаба</i>	29
Опис поділу атомних ядер у рамках ланжевенівського підходу <i>Ф. О. Іванюк, С. Чіба, М. Усанг, Ч. Ішізука</i>	31
Розвиток спінодальної нестійкості в асиметричній ядерній матерії <i>В. М. Коломієць</i>	32
Розміри атомних ядер при наявності дифузного поверхневого шару <i>В. М. Коломієць, С. В. Лук'янов, А. І. Санжур</i>	33

Термодинамічна нестабільність асиметричної ядерної матерії <i>В. М. Коломісць, А. І. Санжур</i>	35
Врахування міжчастинкових сил притягання багатокомпонентного адронного газу у великому канонічному ансамблі <i>Я. Д. Кривенко-Еметов</i>	36
Сравнение описания бета-распада ядер в ДКМ и МКФМ <i>А. А. Куртева</i>	37
В'язкість частинок у режимах частих та рідкісних зіткнень при великих температурах <i>О. Г. Магнер, М. І. Горенштейн, У. В. Григор'єв</i>	38
Перші дослідження взаємодії між пі-мезонами та ядрами через гальмівне випромінювання фотонів <i>С. П. Майданюк</i>	40
Пошуки мікроскопічних чорних дір на великому адронному колайдері <i>Т. В. Обіход, Е. О. Петренко</i>	40
Метод временных резонансов для анализа инклюзивных спектров одиночных конечных фрагментов в высокоэнергетических ядерных реакциях <i>С. А. Омельченко, В. С. Ольховский</i>	41
Моделі додадкових вимірювань та пошуки Калуца-Клейн мод на БАК <i>С. О. Петренко, Т. В. Обіход</i>	43
Опис фотонної силової функції аналітичними виразами <i>В. А. Плюйко, О. М. Горбаченко, К. М. Солодовник</i>	44
Мікроскопічна теорія легких ядер і нуклонних систем: здобутки й перспективи <i>Б. Г. Стружко</i>	45
Поправки к энергиям связи электронов в статистической модели атома <i>С. Н. Федоткин</i>	46
Швидкий та ефективний ПЕТ сканер на основі черенковського випромінювання <i>М. Є. Альохіна, К. Канот, О. А. Безшийко, І. М. Каденко, Ж. Тоузан, Д. Івон, В. Шарий</i>	47
Розробка, введення в експлуатацію та перші вимірювання на спектрометрі LEETECH <i>Д. Атті, С. Барсук, О. Безшийко, Л. Бурмістров, А. Чаус, П. Кола, О. Федорчук, Л. Голінка-Безшийко, І. Каденко, В. Крилов, В. Кубицький, Р. Лопез, Х. Монар, В. Родін, М. Тітов, Д. Томассіні, А. Варіола</i>	48

Характеризація черенковського кварцового детектора на спектрометрі LEETECH	
<i>Д. Атті, С. Барсук, О. Безиийко, Л. Бурмістров, А. Чаус, П. Кола, Л. Голінка-Безиийко, І. Каденко, В. Крилов, В. Кубицький, Р. Лопез, Х. Монар, В. Родін, М. Тітов, Д. Томасіні, А. Варіола.....</i>	49
Методика визначення перерізів фотоядерних реакцій при опроміненні гамма-квантами гальмівного спектра	
<i>О. Безиийко, Л. Голінка-Безиийко, В. Родін.....</i>	50
Ізомерні відношення для продуктів фотоядерних реакцій на ^{103}Rh	
<i>О. А. Безиийко, О. М. Водін, Л. О. Голінка-Безиийко, А. М. Довбня, І. М. Каденко, В. А. Кушнір, В. В. Мітроченко, С. М. Олійник, Г. Е. Туллер, С. С. Чолак, А. В. Грибок.....</i>	51
Тест черенковського детектора з використанням джерела бета-випромінювання	
<i>О. Безиийко, Л. Бурмістров, П. Галін, Л. Голінка-Безиийко, С. Дюбос, І. Каденко, А. Наточій, В. Пюіль, Ф. Рудницький, А. Стокі, В. Шома.....</i>	52
Исследование поведения ^{137}Cs и ^{241}Am в почвах «Рыжего леса»	
<i>Д. М. Бондарьков, М. В. Желтоножская, Н. В. Кулич, В. И. Николаев, А. И. Липская, Л. В. Садовников.....</i>	53
Підхід та пропозиції щодо реалізації нейтронно-фізичних методик на пучках прискорювачів ІЯД НАН України для практичної ядерної медицини	
<i>А. С. Борзаковський, О. К. Горпинич, Ю. П. Гриневич, І. П. Дряпаченко, О. М. Поворозник, В. В. Осташко, В. М. Шевель...</i>	54
Ізомерні відношення в фотоядерних реакціях на ізотопах молібдену в області гігантського дипольного резонансу	
<i>І. М. Вишневський, В. І. Жеменік, Чан Дик Тхієп, Чионг Тхі Ан, Фан Вьет Кионг, Нгуєн Тхе Вїнь, Буй Мїнь Хує, А. Г. Белов, О. Д. Маслов, Г. В. Мишинський.....</i>	55
Прецизійна спектроскопія короткоживучих ядер-уламків із (γ, f)-реакцій	
<i>І. М. Вишневський, В. І. Жеменік.....</i>	56
Абсолютні вимірювання дози радіації на бетатроні	
<i>І. І. Гайсак, Я. Вармуза, К. Катовські, В. О. Мартишичкін, О. Г. Окунєв, М. Т. Саболчій.....</i>	57
Пружне та непружне розсіяння іонів $^{14,15}\text{N}$ легкими ядрами	
<i>О. В. Геращенко.....</i>	58
Перерізи реакцій $^3\text{H}(\alpha, d)^5\text{He}$ при енергії α-Частинок 84,2 МеВ	
<i>В. І. Гранцев, К. К. Кісурін, С. Є. Омельчук, О. А. Понкратенко, Ю. С. Рознюк, Б. А. Руденко, Л. І. Слюсаренко, Б. Г. Стружко.....</i>	59
Дослідження $^3\text{H}(\alpha, \alpha)^3\text{H}$ розсіяння при $E_\alpha = 84,2$ МеВ	
<i>В. І. Гранцев, К. К. Кісурін, С. Є. Омельчук, О. А. Понкратенко, Ю. С. Рознюк, Б. А. Руденко, Л. І. Слюсаренко, Б. Г. Стружко.....</i>	60

Визначення повного нейтронного перерізу гафнію на фільтрованому пучку нейтронів з енергією 2 кеВ	
<i>О. О. Грицай, А. К. Гримало, В. А. Пшеничний</i>	60
Розробка методу визначення вмісту водню в гідриді титану на фільтрованих нейтронних пучках	
<i>О. О. Грицай, Р. А. Друцький</i>	62
Задачі та можливості Українського центру ядерних даних	
<i>О. О. Грицай, О. І. Кальченко</i>	63
Нова експериментальна установка для стимулювання розрядки $^{178m2}\text{Hf}$ ізомеру низькоенергетичними гамма-квантами	
<i>В. І. Дідковський, В. І. Киришук</i>	63
Автоионизация атомов Та при електронном захваті ^{181}W	
<i>С. С. Драпей, В. А. Желтоножский, А. Н. Саврасов, Н. В. Стрільчук, В. П. Хоменков</i>	64
Дослідження $^{179m2}\text{Hf}$ в (γ, n)-реакції на ядрах гафнію та танталу	
<i>В. О. Желтоножський, А. М. Саврасов</i>	65
Исследование изомерных отношений $^{95m,g}\text{Nb}$ и $^{133m,g}\text{Xe}$ при фотоделении ^{238}U	
<i>В. А. Желтоножский, И. Н. Вишневский, О. И. Давидовская, А. Н. Саврасов, Е. Н. Солодовник, В. А. Плюйко, А. Н. Горбаченко</i> ...	66
Аналіз даних експерименту з пошуку подвійного бета-розпаду ^{106}Cd за допомогою збагаченого сцинтиляційного детектора $^{106}\text{CdWO}_4$ у збігах з детекторами CdWO_4	
<i>М. М. Зарицький, О. Г. Поліщук, Ф. А. Даневич</i>	67
Гамма-кванти при взаємодії швидких нейтронів з ядрами $^{\text{nat}}\text{Sn}$ та $^{\text{nat}}\text{C}$	
<i>І. М. Каденко, В. А. Плюйко, Б. М. Бондар, О. М. Горбаченко, Б. Ю. Леценко, К. М. Солодовник</i>	68
Низькофоновий сцинтиляційний спектрометр з кристалом CdWO_4	
<i>Д. В. Касперович, Ф. А. Даневич, В. В. Кобичев, Б. М. Кропив'янський, А. І. Тимошенко</i>	70
Пошук подвійного β-розпаду ^{150}Nd на перший 0^+ збуджений рівень ^{150}Sm	
<i>Д. В. Касперович, П. Беллі, Р. Бернабей, Р. С. Бойко, Ф. А. Даневич, А. Інчікітті, Ф. Каппелла, В. Караччіоло, В. В. Кобичев, М. Лаубенштейн, Д. В. Пода, О. Г. Поліщук, В. І. Третьак, Р. Черулли</i>	71
Поиск низкоэнергетичных (анти)нейтрино, коррелированных с гамма-всплесками, на детекторе Vorexino	
<i>В. В. Кобычев (от имени коллаборации Vorexino)</i>	72
Просторове фракціонування пучків заряджених частинок та гама-квантів та їхнє зображення в реальному часі	
<i>О. С Ковальчук, В. М. Пугач, В. М. Міліція, Д. І. Сторожик, С. Я. Барсук, А. Фаус-Гольф, П'єр Луїс Аноре Леперк</i>	73

Система радіаційного моніторингу експерименту LHCb у 2016 році	
<i>С. М. Колієв, О. Ю. Охріменко, В. М. Пугач</i>	73
0⁺-стани та E0-переходи у ¹⁹⁴Pt	
<i>В. Т. Курряшкін, Б. В. Остапенко</i>	74
Поперечні перерізи генерації Λ-баріонів у р-²⁰⁸Pb зіткненнях при енергії 5 TeV	
<i>В. Є. Лукашенко, В. М. Добішук, С. М. Колієв, І. О. Костюк, О. Ю. Охріменко, Є. О. Петренко, В. М. Пугач, К. В. Трохімчук</i>	75
Дослідження мікростріпових кремнієвих детекторів та гнучких мікрокабелів для експерименту CBM	
<i>В. М. Міліція, В. М. Добішук, В. О. Кива, О. С. Ковальчук, Є. Л. Момот, Д. І. Сторожик, В. М. Пугач, Й. Хойзер</i>	76
Дослідження збудження ізомерного стану 11/2⁻ ядра ¹³⁹Se в реакції (γ, n)^m в області гігантського дипольного резонансу	
<i>В. М. Мазур, З. М. Біган, П. С. Деречкей</i>	77
Особливості формування масово-зарядових спектрів уламків поділу ізотопів америцію	
<i>В. Т. Маслюк, Т. Й. Маринець, М. І. Романюк, О. О. Парлаг, О. І. Лендєєл</i>	78
Реакція ¹³C(¹¹B, ⁷Li)¹⁷O при енергії 45 MeV та потенціал взаємодії ядер ⁷Li + ¹⁷O	
<i>С. Ю. Межевич, А. Т. Рудчик, К. Русек, К. В. Кемпер, А. А. Рудчик, О. А. Понкратенко, С. Б. Сакуташ</i>	78
Корельованість напрямку руху електрона внутрішньої конверсії з напрямком руху бета-частинки	
<i>М. Ф. Митрохович</i>	80
Опромінювальна установка для напрацювання ізотопів ⁸²Sr на ізохронному циклотроні У-240	
<i>Л. В. Михайлов, О. В. Дубінін, О. М. Ковальов, Л. Г. Макаренко, А. І. Піскарьов, А. І. Устінов</i>	81
Вклад космогенної активації у фон детекторів ZnMoO₄ та Li₂MoO₄ для пошуку 0ν2β-розпаду ¹⁰⁰Mo	
<i>М. О. Ніколайчук, Ф. А. Даневич, В. В. Кобичев, Д. В. Пода</i>	82
Комплекс програм розрахунку траєкторій частинок в електростатичних полях тандем-генератора ЕГП-10К	
<i>В. В. Осташко, Д. А. Кушій</i>	83
Вимірювання порушення CP-парності в змішуванні В-мезонів	
<i>О. Ю. Охріменко, В. М. Пугач (колаборація LHCb)</i>	84
Ізотопний аналіз актинідних ядер за допомогою запізнитого гамма-опромінювання їх продуктами поділу	
<i>І. В. Пилипчинець, О. О. Парлаг, О. І. Лендел, В. Т. Маслюк</i>	84

Сьогодення українського центру ІНІС: задачі та можливості <i>Ж. І. Писанко, О. М. Куправа</i>	85
Дослідження будови низькоенергетичних збуджених рівнів ядра ${}^6\text{He}$ з використанням методу Монте Карло <i>О. М. Поворозник, О. К. Горпинич</i>	85
Дослідження подвійного бета-розпаду ${}^{116}\text{Cd}$ за допомогою збагачених сцинтиляційних кристалів ${}^{116}\text{CdWO}_4$ <i>О. Г. Поліщук, А. С. Барабаш, П. Беллі, Р. Бернабей, Я. В. Васильєв, Ф. А. Даневич, А. Інчікітті, Ф. Каппелла, Д. В. Касперович, В. Караччіоло, В. В. Кобичев, С. І. Коновалов, М. Лаубенштейн, В. М. Мокіна, Д. В. Пода, В. І. Третьяк, В. І. Уматов, Д. М. Черняк, Р. Черуллі, В. М. Шлегель</i>	86
Енергетичнонезалежні потенціали для опису непружного розсіяння іонів ${}^{12}\text{C}$ на легких ядрах <i>О. А. Понкратенко, Ю. М. Степаненко, Ю. С. Ширма, В. В. Улещенко</i>	88
Стандартні множини нуклідів ряду ${}^{238}\text{U}$ як ядерні хронометри <i>О. М. Поп, М. В. Стець, В. Т. Маслюк</i>	88
Алгоритм кліткового автомата пошуку треків для форвардної трекової системи експерименту PANDA <i>М. Пугач, М. Зизак, І. Кисель</i>	89
Статус експерименту BGO-OD. Трекінг заряджених частинок MWPCs детектором <i>М. В. Романюк</i>	90
Пружне та непружне розсіяння іонів ${}^{15}\text{N}$ ядрами ${}^{13}\text{C}$ при енергії 84 MeV <i>А. Т. Рудчик, К. Русек, С. А. Вознюк, А. А. Рудчик, Вал. М. Пірнак, О. А. Понкратенко, О. В. Геращенко, К. А. Черкас, Е. П'ясецькі, А. Столяж, А. Тжціньська, І. Строек, Є. І. Коций, Р. Сюдак, С. Б. Сакута, В. А. Плюйко, Ю. М. Степаненко, В. В. Улещенко, А. П. Ільїн, Ю. О. Ширма</i>	91
Пружне та непружне розсіяння іонів ${}^{15}\text{N}$ ядрами ${}^{12}\text{C}$ при енергії 81 MeV <i>А. Т. Рудчик, К. Русек, О. Е. Куцик, А. А. Рудчик, Вал. М. Пірнак, О. А. Понкратенко, Е. П'ясецькі, А. Столяж, А. Тжціньська, І. Строек, Є. І. Коций, Р. Сюдак, С. Б. Сакута, В. А. Плюйко, Ю. М. Степаненко, В. В. Улещенко, А. П. Ільїн, Ю. О. Ширма</i>	92
Пружне та непружне розсіяння іонів ${}^{15}\text{N}$ ядрами ${}^7\text{Li}$ при енергії 81 MeV у порівнянні з розсіянням ${}^{14}\text{N} + {}^7\text{Li}$ <i>А. Т. Рудчик, Л. М. Муравинець, Є. І. Коций, Е. П'ясецькі, К. Русек, А. Трціньська, Вал. М. Пірнак, А. А. Рудчик, О. А. Понкратенко, В. А. Плюйко, С. Б. Сакута, А. Столяж, І. Строек, А. Щурек</i>	93

Реакція ${}^7\text{Li}({}^{15}\text{N}, {}^{14}\text{C}){}^8\text{Be}$ при енергії 81 MeV та порівняння потенціалів взаємодій ядер ${}^{14}\text{C} + {}^8\text{Be}$ і ${}^{13}\text{C} + {}^8\text{Be}$	
<i>А. Т. Рудчик, К. Русек, Л. М. Муравинець, Є. І. Коций, А. А. Рудчик, Вал. М. Пірнак, О. А. Понкратенко, Е. П'ясецькі, А. Тжціньска, А. Столяж, І. Строк, Р. Сюдак, С. Б. Сакута, В. А. Плюйко, Ю. М. Степаненко, В. В. Улеценко.....</i>	94
Дослідження перспективних напрямків відновлення прикладних ядерних досліджень на технічному експериментальному комплексі ІЯД НАН України	
<i>В. І. Сахно.....</i>	95
Комбінований моніторинг поширення радіонуклідів та важких металів у національно-природничих парках Закарпаття	
<i>Н. І. Сватюк, О. І. Симканич, В. Т. Маслюк.....</i>	97
Зависимость интенсивности электронов ионизации от энергии α-частиц, вызывающих эту ионизацию	
<i>Л. П. Сидоренко.....</i>	98
Вариант выбора параметра регуляризации по критерию L-кривой при деконволюции спектра	
<i>А. М. Соколов.....</i>	99
Лічильник мюонного вето низькофонового сцинтиляційного детектора	
<i>Н. В. Сокур, Ф. А. Даневич, Д. В. Касперович, Б. М. Кропив'янський....</i>	100
Детекторизований фантом для досліджень з просторово фракціонованої радіаційної терапії	
<i>Д. І. Сторожик, О. С. Ковальчук, І. Мартінез-Ровіра, Є. Л. Момот, О. Ю. Охріменко, В. М. Пугач, Д. В. Рамазанов, А. Фаус-Гольф, С. І. Форостенко.....</i>	101
Пошук α-розпадів ізотопів Os, що супроводжуються випроміненням γ-квантів, за допомогою низькофонового BEGe детектора	
<i>В. І. Третяк, П. Беллі, Р. Бернабей, Ф. А. Даневич, А. Інчікитті, Ф. Каппелла, В. Караччіоло, Г. П. Ковтун, Н. Г. Ковтун, М. Лаубенштейн, Д. В. Пода, О. Г. Поліщук, Р. Черуллі, А. П. Щербань.....</i>	102
Генерація K_s-мезонів у p-${}^{208}\text{Pb}$ зіткненнях при енергії 5 TeV в експерименті LHCb (CERN)	
<i>К. В. Трохимчук, В. М. Добішук, С. М. Колієв, І. О. Костюк, В. Є. Лукашенко, О. Ю. Охріменко, Є. О. Петренко, В. М. Пугач.....</i>	103
Моделювання опромінення детекторизованого фантома для досліджень просторово фракціонованої променевої терапії	
<i>С. І. Форостенко, В. М. Пугач, І. Мартінез-Ровіра.....</i>	103

Ядерні процеси при взаємодії ядер ${}^6\text{Li} + {}^{16}\text{O}$, ${}^6\text{Li} + {}^{18}\text{O}$ та ${}^9\text{Be} + {}^{15}\text{N}$	
<i>К. А. Черкас</i>	104
Прискорення пучків іонів вуглецю та кисню	
<i>А. Ф. Шаров, І. П. Дряпаченко, Г. Г. Заїкін, Д. А. Кушній, О. А. Кушній, В. В. Осташко</i>	105
Теоретичне дослідження впливу стохастичного охолодження на прискорювальні пучки іонів та антипротонів	
<i>М. С. Долінська, Н. Л. Дорошко</i>	106
Маса топ-кварка у дволептонному каналі розпаду в експерименті DØ	
<i>М. С. Борисова (від імені колаборації DØ)</i>	107
Збудження ${}^{93\text{m}}\text{Mo}$ в (p, n)-реакції на ядрах ніобію	
<i>І. М. Вишневецький, В. О. Желтоножський, А. М. Саврасов</i>	108
До питання про збудження ізомерного стану 11/2⁻ ядра ${}^{139}\text{Ce}$ в реакції (γ, n)^m	
<i>П. С. Деречкей, З. М. Біган</i>	108
Поведінка власних шумів іонізаційної камери КНТЗ1-1 під час місячного затемнення 11.01.2017 р.	
<i>А. Д. Скорбун, Г. І. Одинокін, О. А. Кучмагра</i>	109

Секція 2. Атомна енергетика

Аналіз експериментальної статистики інтервалів між відліками нейтронного детектора	
<i>В. В. Августов, О. А. Кучмагра, Г. І. Одинокін, А. Д. Скорбун, С. М. Стадник</i>	111
Аналіз ядерної безпеки систем зберігання відпрацьованого ядерного палива ВВЕР	
<i>В. І. Борисенко, В. В. Горанчук, Ю. Ф. Піонтковський, М. М. Сапон</i>	112
Підвищення кваліфікації з фізичного захисту особового складу підрозділів з охорони – суттєвий внесок у забезпечення безпеки АЕС України	
<i>В. І. Гаврилюк, А. В. Гаврилюк-Буракова, О. В. Головінов, С. С. Драпей, О. О. Левіна, В. В. Пархоменко, І. А. Рибак, О. П. Романова, А. В. Самсоненко, І. В. Угольков, О. М. Худолій</i>	113
Роль сучасних технологій фізичного захисту в мінімізації негативного впливу людського фактора на ефективність системи фізичного захисту	
<i>В. І. Гаврилюк, С. С. Драпей, В. І. Кирищук, В. В. Пархоменко, М. В. Стрільчук</i>	114

Вплив вибору значення температури палива при підготовці константного забезпечення на розрахунок характеристик паливного завантаження	
<i>В. В. Гальченко, І. І. Шлапак</i>	115
Оцінка ступеню радіаційного окрихчування металу корпусу реактора блоку № 5 Запорізької АЕС	
<i>Г. П. Гринченко, В. М. Ревка, О. В. Тригубенко</i>	116
Розробка нового конструкційного матеріалу для потреб атомної енергетики на основі бетону з додаванням базальтової фібри насиченої бором	
<i>В. І. Гулік</i>	117
Щодо відмови від ядерної енергетики, зняття з експлуатації ядерних реакторів і «довічності» супроводу ядерної галузі	
<i>І. П. Дряпаченко</i>	117
Проблеми випробування великогабаритних систем і установок у високорадіаційних полях	
<i>В. М. Євланов, І. М. Вишневецький, С. І. Азаров</i>	118
Системний підхід до управління радіаційними ризиками	
<i>О. С. Задунай, К. В. Кохічко</i>	119
Результаты измерения удельной активности радионуклидов в радиоактивных материалах с атомных станций Украины	
<i>А. М. Максименко, М. Д. Бондарьков, Л. В. Близнюкова, Е. В. Яковенко</i>	120
Материальные и геометрические параметры скоплений топливосодержащих масс с высоким содержанием урана в новом безопасном конфайнменте - объекте «Укрытие»	
<i>А. В. Михайлов</i>	122
Оптимизация переключения статических программ регулирования мощности ЯЭУ с ВВЕР-1000 в переходных режимах эксплуатации	
<i>Е. А. Одреховская, Х. Чжоу, С. Н. Пелых</i>	123
Модель вигорання ДПЗ в задачі відновлення енергорозподілу по активній зоні ВВЕР-1000	
<i>Ю. Ф. Піонтковський, В. І. Борисенко</i>	124
Влияние эффекта отражения на формирование поля нейтронов в околокорпусном пространстве реактора ВВЭР	
<i>А. М. Пугач, В. Л. Демехин, С. М. Пугач</i>	125
Сравнение условий облучения сварных соединений узлов фиксации нижней части шахты в реакторах ВВЭР-1000 и ВВЭР-440	
<i>С. М. Пугач, В. Н. Буканов, А. В. Гриценко</i>	126
Роль методології Майстер кривої у стратегії подовження терміну експлуатації корпусів ядерних реакторів ВВЕР-1000	
<i>В. М. Ревка</i>	127

Аналіз даних системи ІАСК під час її штатної роботи	
<i>А. С. Садовніков</i>	128
Прикладні завдання моделювання технічних ризиків АЕС	
<i>В. Л. Сидоренко, І. С. Азаров</i>	128
Закономірності в шумах реакторного обладнання	
<i>С. М. Стадник, А. Д. Скорбун, В. Г. Котеленець</i>	129
Усовершенствованный метод автоматического управления изменением мощности энергоблока ЯЭУ С ВВЭР-1000	
<i>Т. В. Фоц, Х. Чжоу, С. Н. Пельх</i>	131
Концепція пошуку технічних ресурсів для подовження терміну експлуатації обладнання енергоблоків АЕС	
<i>О. М. Харабет, О. Є. Зотєєв, О. О. Чулкін, В. О. Зотєєв</i>	132
Застосування Монте Карло коду Serpent до розрахунку параметрів стаціонарної хвилі ядерних поділів	
<i>В. М. Хотяїнцев, В. І. Гулік, О. М. Хотяїнцева, А. В. Аксьонов, В. М. Павлович</i>	133
Метод ефективних рівнянь на повільні і швидкі процеси в сингулярно збурених задачах динаміки ядерних реакторів	
<i>В. М. Хотяїнцев, А. В. Аксьонов</i>	134
Особливості програми зразків-свідків металу корпусу реактора енергоблоку № 6 Запорізької АЕС	
<i>Л. І. Чирко, М. Г. Голяк</i>	135
Деякі аспекти оптимізації двозонного дослідницького підкритичного реактора для трансмутації ядерних відходів	
<i>Д. О. Шеляговський, А. В. Носовський, В. М. Павлович, В. І. Гулік</i>	136
Визначення залежності коефіцієнтів радіаційного окрихчування від вмісту хімічних елементів у матеріалах корпусів реакторів типу ВВЕР-1000 на основі статистичного підходу	
<i>О. В. Шкапяк, Л. І. Чирко, В. М. Ревка, Ю. В. Чайковський</i>	137
Разработка нейтронно-физического кода «Арена» для определения полей энерговыделения активной зоны ВВЭР-1000	
<i>И. И. Шлапак, В. В. Гальченко, В. И. Гулик</i>	138

**Секція 3. Радіаційна фізика
та радіаційне матеріалознавство**

Використання золотих наночастинок для радіаційної терапії раку (Огляд)	
<i>І. Є. Анохін</i>	140
Вплив акустичної обробки та електронного опромінення на мікроплазмове свічення фосфід-галієвих світлодіодів	
<i>Г. П. Гайдар, О. М. Гонтарук, С. В. Малий, Я. М. Оліх, М. Б. Пінковська, В. П. Тартачник</i>	141

Гамма-нейтронний спектрометр для виявлення вибухових речовин	
<i>А. Ш. Георгадзе</i>	142
Енергетична та кутова залежність резонансного підсилення розсіяння електронів молекулою в присутності нанооболонки	
<i>І. Ю. Голіней, Є. Ончикієнко</i>	143
Кореляція параметрів гранул зразка SiC, що візуалізовані в рентгенівських променях	
<i>М. А. Заболотний, Л. І. Асламова, Н. В. Радченко, Є. В. Куліч</i>	144
Радіаційні модифікація пористих будівельних матеріалів	
<i>Т. В. Ковалінська, Ю. В. Іванов, А. Г. Зелінський, Є. Г. Міхнева, В. І. Сахно, С. І. Хамбір</i>	145
Випромінювальні та електрофізичні характеристики вихідних та опромінених електронами GaAs_x-1P_x світлодіодів	
<i>О. В. Конорева, І. В. Петренко, О. І. Радкевич, В. М. Попов, В. В. Шлапацька, В. П. Велешук</i>	147
Моделі відпалу радіаційних дефектів в опромінених електронами монокристалах n-Ge	
<i>С. В. Луньов, А. І. Зіміч, В. Т Маслюк, І. Г. Мегела</i>	148
Квантово-механічні властивості води в одновимірних і двовимірних системах	
<i>Л. С. Марценюк</i>	149
Размерные эффекты при возбуждении автоволн плотности экситонов в квантовых ямах в полупроводниках	
<i>В. В. Михайловский, В. И. Сугаков</i>	151
Електромеханический охладитель для ОЧГ-детекторов	
<i>Э. Е. Петросян, С. С. Погуляй, Р. Ю. Чаплинский, А. В. Мостицкий, О. В. Баклан</i>	152
Получение термодинамических соотношений для гиббсовского ансамбля при помощи метода максимума энтропии	
<i>В. В. Рязанов</i>	153
Порівняння структури монокристалічного кремнію, опроміненого високоенергетичними іонами дейтерія і водню	
<i>М. І. Старчик, В. І. Варніна, Г. П. Гайдар, Л. С. Марченко, М. Б. Пінковська, В. М. Попов, Г. Г. Шматко</i>	154
Розподіл концентрації домішок та їхніх комплексів із вакансіями за межами пробігу іонів при імплантації	
<i>В. Й. Сугаков, А. А. Чернюк</i>	155
Екситонні спектри подвійних напівмагнітних напівпровідникових квантових ям (Cd,Mg)Te/CdTe/(Cd,Mg)Te/(Cd,Mn)Te/(Cd,Mg)Te	
<i>О. Терлецький, С. Рябченко, В. Сугаков, Г. Верімаха, О. Терещенко, Г. Карчевський</i>	157

Вплив хіміко-термічної обробки на приповерхневу твердість сплавів цирконію Zr1%Nb та гафнію ГФЕ-1	
<i>В. С. Труш, О. Г. Лук'яненко</i>	158
Електронний транспорт в тонких плівках органічних напівпровідників: останні досягнення та перспективи нового напрямку – гнучкої тонкоплівкової електроніки	
<i>І. І. Фіщук</i>	160
Секція 4. Теорія ядерного синтезу та фізика плазми	
Конверсія метану на поверхні оксиду заліза. Моделювання методом реактивної молекулярної динаміки	
<i>Т. В. Афанас'єва, К. І. Чуніхіна, В. Я. Черняк</i>	162
Несамостійний розряд у парах анодного електрода як джерело безкрапельного потоку плазми твердофазних матеріалів	
<i>А. Г. Борисенко</i>	163
Дослідження нових різновидів геліконного розряду, перспективних для технологічних застосувань	
<i>А. Г. Борисенко, В. Ф. Вірко, Ю. В. Вірко, В. В. Гладковський</i>	164
Багатоелектродний плазмовий аеродинамічний актуатор	
<i>А. М. Веклич, В. Ф. Борецький, С. О. Фесенко, М. М. Клешич, А. В. Лебідь</i>	166
Генерація наночасток благородних металів у плазмово-рідинній системі атмосферного тиску, з постійною прокачкою робочої рідини	
<i>Д. К. Гамазін, А. М. Горячко, В. Я. Черняк, О. В. Коломієць, О. В. Присяжна, А. К. Трохимчук, О. В. Легенчук, В. В. Лендел</i>	167
Якісний аналіз плазми SF₄ та C₂F₈ методом мас-спектрометрії	
<i>В. В. Гладковський, О. А. Федорович</i>	168
Особенности гидродинамической модели тлеющего разряда постоянного тока с «энергетической» электронной компонентой	
<i>В. В. Горин</i>	169
Одержання стохастичних дрейфових рівнянь у плазмі	
<i>А. А. Гурін</i>	170
Шляхи покращення утримання швидких іонів ВЧ хвилями у стелараторах: загальний аналіз та застосування до стеларатора Wendelstein 7-X	
<i>Я. І. Колесниченко, В. В. Луценко, Т. С. Руденко, П. Геландер</i>	172
Рівняння квазілінійної теорії з широкою резонансною областю	
<i>Я. І. Колесниченко, В. В. Луценко, Т. С. Руденко</i>	173
Просторове каналювання енергії в плазмі зі швидкими іонами	
<i>Я. І. Колесниченко, Ю. В. Яковенко, М. Г. Тищенко</i>	173

Моделювання формування радіального електронного пучка в плазмово-оптичному пристрої та фокусування плазмового потоку <i>І. В. Літовко, О. А. Гончаров, В. Маслов, А. М. Добровольський.....</i>	174
Порушення кіральної симетрії для солітонних вихорів на нижньогібридному плазмовому резонансі <i>В. М. Лашкін.....</i>	175
Стійкі тривимірні модонні солітони в плазмі <i>В. М. Лашкін.....</i>	176
Збудження індукованої тиском альфвенової моди потоком плазми навколо магнітного острова <i>В. С. Марченко, А. Панвар, С. М. Резник, Ц. М. Рю.....</i>	177
Порівняння поведінки розрядних каналів обертових ковзних розрядів з твердими та з одним рідким електродом <i>О. А. Недибалюк, В. Я. Черняк, І. І. Федірчик, Д. Л. Чернолуцький....</i>	178
Вплив неоднорідності густини на процеси трансформації і випромінювання в нерівноважній плазмі <i>В. Г. Панченко.....</i>	179
Вплив домішок металів на властивості плазми підводних розрядів <i>П. В. Порицький, П. Д. Старчик.....</i>	180
Мас-спектрометричні та рентгено-люмінесцентні дослідження матеріалів, які використовуються в ядерній енергетиці після їхньої обробки іонами водню при різних енергіях і дозах опромінювання <i>О. А. Федорович, В. В. Гладковський, Л. М. Войтенко, Є. Г. Костін, В. О. Петряков, Б. П. Полозов, О. А. Рокицький, В. М. Шевель, О. С. Оберемок, В. В. Бурдін.....</i>	180
Енергетичні втрати важкої зарядженої частинки в замагніченому електронному газі <i>О. В. Хелемеля, Р. І. Холодов.....</i>	182
Симуляція кінетики газорозрядної плазми вологого повітря <i>О. М. Цимбалюк, К. І. Чуніхіна, В. Я. Черняк.....</i>	182
Перенесення частинок у випадковому полі зі скінченням часом кореляції <i>О. М. Черняк, В. І. Засенко.....</i>	183
Нерівноважні плазмохімічні технології для концепції стійкого розвитку <i>В. Я. Черняк, О. А. Недибалюк, О. М. Цимбалюк, І. І. Федірчик, К. І. Чуніхіна, Е. В. Мартиш, В. В. Юхименко, Ю. П. Веремій, І. В. Присяжневич, Ол. В. Присяжна, В. В. Присяжний.....</i>	184
Симуляція кінетики риформінгу етанолу та метану у гібридних плазмово-каталітичних системах <i>О. М. Цимбалюк, К. І. Чуніхіна, В. Я. Черняк.....</i>	186

Властивості обертового ковзного розряду атмосферного тиску <i>В. Я. Черняк, В. В. Юхименко, К. В. Юхименко, М. О. Якимов, Д. Л. Чернолуцький, В. В. Колган, В. С. Попков, М. В. Богаєнко</i>	187
Об'єм частини фазового простору гамільтонової системи, яка перемішується множинними збуреннями <i>Ю. В. Яковенко, М. Г. Тищенко, О. С. Бурдо</i>	188
Діагностика термічної плазми електродугового розряду між однокомпонентними Си та Ні електродами <i>А. М. Веклич, М. М. Клещич, С. О. Фесенко, В. Ф. Борецький</i>	189
Секція 5. Радіобіологія та радіоекологія	
Математичний аналіз колонісуючої активності клітин кісткового мозку мишей при тривалому зовнішньому опроміненні та після його припинення <i>Р. В. Бойко, Д. І. Білько, І. З. Руссу, Н. М. Білько</i>	191
Аналіз структурно-функціональних змін у культурі клітин щитоподібної залози нащадків шурів, опромінених радіоізотопами ¹³¹I <i>О. А. Бойко, Г. Й. Лавренчук, А. І. Липська, І. П. Дрозд</i>	192
Особливості змін кровотворної системи у нащадків першого покоління шурів, опромінених інкорпорованим ¹³¹I <i>О. Б. Ганжа, Н. М. Рябченко, А. І. Липська, О. А. Сова, В. В. Талько</i>	193
Поліморфні варіанти гена репарації ДНК XPD Lys751Gln та частота аберацій хромосом у лімфоцитах крові хворих на рак щитоподібної залози, які зазнали дії іонізуючої радіації внаслідок аварії на Чорнобильській АЕС <i>С. О. Генік-Березовська, В. М. Шкарупа, С. В. Клименко, Л. В. Неумержицька</i>	195
Антиокисна активність крові шурів за моделювання аварійного надходження до їхнього організму ¹³¹I <i>Ю. П. Гриневич, А. І. Липська, І. П. Дрозд, С. В. Телецька</i>	196
Оцінка поглиненої дози від інкорпорованого ¹³¹I на щитоподібну залозу плоду лабораторних шурів <i>І. П. Дрозд, А. І. Липська, О. А. Сова</i>	197
Оцінка радіоекологічної місткості територій в ареалі впливу діючих чи потенційних об'єктів ядерного паливного циклу <i>І. П. Дрозд, А. І. Липська, О. А. Сова</i>	199
Управління безпекою на об'єктах ядерного паливного циклу України <i>І. П. Дрозд</i>	200

Розробка і випробування радіаційних технологій промислової дезінфекції готових харчових продуктів <i>Т. В. Ковалінська, А. Г. Зелінський, С. Г. Міхнєва, В. І. Сахно</i>	201
Пострадіаційні зміни біохімічного складу нефотосинтезуючих структур листя рослин <i>A. Thaliana L.</i> <i>С. В. Літвінов, Н. М. Рашидов</i>	203
Радіаційно-індукована мікросателітна нестабільність у клітинах лікарських рослин, отриманих з опроміненого насіння <i>С. В. Літвінов, Ю. В. Шиліна, С. А. Пчеловська, А. М. Берестяна, Д. О. Соколова, В. В. Жук, Л. В. Тонкаль, А. Г. Салівон, О. Г. Нестеренко</i>	204
Стан популяції мишоподібних гризунів в умовах радіаційного забруднення зони відчуження ЧАЕС та впливу природно-кліматичних стрес-факторів <i>А. І. Липська, Н. Н. Рябченко, О. О. Бурдо, О. А. Сова, Ю. П. Гриневич, О. Б. Ганжа, В. А. Шитюк, В. І. Ніколаєв</i>	206
Сравнительный протеомный анализ реакции проростков <i>P. Sativum L.</i> на действие стрессовых факторов <i>Е. Г. Нестеренко, С. В. Литвинов, Н. М. Рашидов</i>	207
Функціональна активність клітин кісткового мозку щурів при гострому та хронічному опроміненні ¹³¹I <i>І. З. Руссу, А. І. Липська, Н. М. Білько</i>	208
Сучасні концепції індивідуальної радіаційної чутливості людини та методичні підходи до її прогностичної оцінки <i>Н. М. Рябченко</i>	210
Оцінка стану кровотворної системи мишоподібних гризунів (<i>Myodes Glareolus</i>) з природних біотопів зони відчуження ЧАЕС з різним рівнем радіаційного забруднення <i>О. А. Сова, О. О. Бурдо, А. І. Липська</i>	211
Віддалені радіобіологічні ефекти у щурів внаслідок опромінення радіоізотопами ¹³¹I <i>in utero</i> <i>В. В. Талько, А. І. Липська, І. П. Дрозд, Є. М. Прохорова, О. А. Бойко, О. С. Ватліцова, С. М. Альохіна, О. Я. Плєскач, О. Я. Литвинєць</i>	212
Результати цитогенетичного моніторингу групи персоналу, який виконував роботи зі спорудження захисного контуру нового конфайменту в зоні ЧАЕС <i>Л. В. Тарасенко, Т. В. Циганок, В. А. Курочкіна, Л. К. Бездробна, Л. І. Швайко, В. О. Сушко</i>	213
Нейробиологічні ефекти внутрішньоутробного опромінення щурів ¹³¹I <i>Є. В. Тукаленко, Є. М. Прохорова, Н. П. Атаманюк, І. Р. Дмитрієва, І. І. Тубальцева, І. П. Дрозд, А. І. Липська, В. В. Талько</i>	214

Продукція антифосфоліпідних антитіл у щурів при опроміненні і вживанні відвару з <i>Sideritis Clandestina</i>	
<i>А. В. Чернишов, С. В. Андрейченко, А. В. Кленко, О. С. Ватліцова, Б. В. Донської</i>	216
Порушення розвитку насіннєвого потомства очерету звичайного <i>Phragmites Australis</i> за умов радіонуклідного забруднення водою	
<i>А. А. Явнюк, Н. Л. Шевцова, Д. І. Гудков</i>	217
Новые композитные волокна для селективного выделения радионуклидов из загрязненных вод	
<i>Ю. В. Бондарь, Д. О. Богачева, С. В. Кузенко</i>	218
Исследование поведения ¹³⁷Cs и ²⁴¹Am в почвах «Рыжего леса»	
<i>Д. М. Бондарьков, М. В. Желтоножская, Н. В. Кулич, В. И. Николаев, А. И. Липская, Л. В. Садовников</i>	219
Фотоактивационная методика определения активности ¹⁰Be и ^{59,63}Ni	
<i>Д. М. Бондарьков, М. В. Желтоножская, В. А. Желтоножский, М. Д. Бондарьков, А. М. Максименко</i>	220
Корреляция содержания тяжелых металлов и сопутствующих элементов с удельной активностью U²³⁸ в почве хранилища урановой руды «База С»	
<i>А. М. Валяев, В. Ю. Коровин</i>	220
Дослідження радіаційної стійкості неорганічних сорбентів в Ужгородському національному університеті	
<i>Г. В. Васильєва</i>	221
Розвиток ядерних технологій в Інституті ядерних досліджень НАН України	
<i>І. М. Вишневецький, О. В. Коваленко</i>	222
Динамика дозы облучения рыб водоемов разного трофического уровня	
<i>Е. Н. Волкова, В. В. Беляев, А. А. Пархоменко, С. П. Пришляк</i>	223
Радиоэкологическое состояние водоема-охладителя Чернобыльской АЭС на стадии выведения из эксплуатации	
<i>Д. И. Гудков, С. И. Киреев, А. Е. Каглян, С. М. Обризан, А. Б. Назаров, В. В. Беляев</i>	225
Системний підхід до управління радіаційними ризиками	
<i>О. С. Задунай, К. В. Кохичко</i>	226
¹³⁷Cs в почвах зоны отчуждения ЧАЭС	
<i>Н. Е. Зарубина, О. Л. Зарубин</i>	227
Дозові навантаження на рибу Чорнобильської зони відчуження	
<i>О. С. Каглян, Д. І. Гудков, О. Б. Назаров, Л. П. Юрчук, О. О. Гупало</i>	228
Оцінка впливу Запорізької АЕС на забруднення водних об'єктів штучними радіонуклідами	
<i>В. В. Канібець, Г. В. Лантєв, Г. А. Деркач, Г. В. Лісовий</i>	230

Promising research radioecology of tritium in Europe	
<i>O. V. Kovalenko, V. Stehel, O. O. Kryazhych</i>	231
Досвід використання селективних екстракційних смол для визначення радіонуклідів U-Th рядів у пробах навколишнього середовища	
<i>К. О. Кориченський, Т. В. Лаврова</i>	232
Теория и модели радиоемкости и надежности экологических систем	
<i>Ю. А. Кутлахмедов, И. В. Матвеева</i>	234
Моніторинг як інструмент оцінки впливу на навколишнє природне середовище спадщини підприємства з переробки уранової сировини ВО «ПХЗ»	
<i>Т. В. Лаврова, О. В. Войцехович, С. В. Тодосієнко, Г. А. Деркач, К. О. Кориченський</i>	235
Оцінка вертикальної структури забруднення ґрунтів на території колишнього підприємства з переробки уранової сировини ВО «ПХЗ»	
<i>Т. В. Лаврова, Г. В. Лантєв, О. В. Войцехович, С. В. Тодосієнко, Г. А. Деркач, С. Б. Соколов</i>	236
Особливості розподілу ¹³⁷Cs в торф'яних ґрунтах українських Карпат	
<i>Г. В. Лантєв, Л. С. Пірнач, Е. С. Тодосієнко</i>	238
Дозові навантаження на мишоподібних гризунів на територіях з високим рівнем радіаційного забруднення зв ЧАЕС у віддалений післяаварійний період	
<i>А. І. Липська, В. І. Ніколаєв, О. О. Бурдо, В. А. Шитюк</i>	239
Використання нового типу біоплато для очищення водних об'єктів від радіонуклідного та хімічного забруднення	
<i>О. М. Міхеєв, О. В. Лапань, Л. Г. Овсяннікова, С. М. Маджд</i>	240
Усиление накопления ¹³⁷Cs надземной фитомассой горчицы белой в результате воздействия теплового стресса	
<i>А. Н. Никитин, О. А. Шуранкова</i>	242
Формы нахождения радионуклидов в донных отложениях объекта «Укрытие»	
<i>А. А. Одинцов, Л. А. Паламар, М. Н. Попов, Л. Б. Чикур</i>	243
Поверхностное загрязнение радионуклидами помещений объекта «Укрытие»	
<i>А. А. Одинцов, Л. А. Паламар, Л. Б. Чикур, М. Н. Яковенко</i>	244
Зміни меристичних ознак карася сріблястого <i>Carassius Gibelio</i> в оз. Вершина (чорнобильська зона відчуження)	
<i>В. В. Павловський, О. О. Гупало, Д. І. Гудков, О. Є. Каглян</i>	246
Применение искусственных нейронных сетей для идентификации спектров альфа-излучения плутония и америция	
<i>Р. К. Спилов, А. Н. Никитин</i>	247

Изучение скорости радиального роста, прооксидантной и антиоксидантной системы у пострадиационных генераций <i>Cladosporium Cladosporioides</i>	
<i>А. В. Тугай, Т. И. Тугай, В. А. Желтоножский, М. В. Желтоножская, Л. В. Садовников, Е. Б. Полищук, Г. В. Пономаренко, Ю. Н. Буланчук.....</i>	248
Взаимодействие микромицетов с топливными горячими частицами в модельной системе	
<i>Т. И. Тугай, В. А. Желтоножский, М. В. Желтоножская, А. В. Тугай, Л. В. Садовников.....</i>	249
Особенности формирования дозовых нагрузок на воздушно-водные растения водоемов Чернобыльской зоны отчуждения	
<i>Н. Л. Шевцова, Д. И. Гудков, А. Е. Каглян.....</i>	251
Применение двухслойных композиций волокнистых фильтров при мониторинге радиоактивных аэрозолей в локальной зоне объекта «Укрытие»	
<i>А. К. Калиновский, А. В. Филиппов.....</i>	252
Авторський показчик.....	254

Тези доповідей з ядерної фізики

ВЛАСТИВОСТІ ПОТОКУ ІМПУЛЬСУ ПРИ ІЗОСКАЛЯРНИХ ДИПОЛЬНИХ ЗБУДЖЕННЯХ ЯДЕР

В. І. Абросімов, О. І. Давидовська

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

Вивчення властивостей потоку імпульсу, пов'язаного з колективними ядерними збудженнями, дає додаткову інформацію про природу збуджень, зокрема, прояснює роль динамічної деформації фермі-поверхні у формуванні колективних збуджень. Розглянуто властивості потоку імпульсу при ізоскалярних дипольних колективних збудженнях важких ядер, використовуючи напівкласичний підхід, який виходить з прямого розв'язання кінетичного рівняння Власова для скінченної фермі-системи. Для цього отримано вираз для тензора густини потоку імпульсу, який представляє собою локальну динамічну величину, що залежить від енергії збудження системи. Проведено чисельні розрахунки цієї величини для високоенергетичного та низькоенергетичного ізоскалярних дипольних ядерних резонансів, отриманих в підході, що розглядається. Знайдено, що основний внесок в тензор густини потоку імпульсу для високоенергетичного резонансу дає діагональна компонента, що представляє собою гідродинамічний тиск. При цьому недиагональна компонента дає внесок в поверхневу область системи. З іншого боку, тензор густини потоку імпульсу для низькоенергетичного резонансу має суттєву недиагональну компоненту. Тому у формуванні цього резонансу визначальну роль відіграє динамічна деформація фермі-поверхні.

ПОЛЯРИЗАЦІЯ ПРОТОНІВ В ОПТИЧНІЙ МОДЕЛІ

Ю. А. Бережной¹, В. П. Михайлюк²

¹ *Харківський національний університет ім. В. Н. Каразіна, Харків*

² *Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

Для опису поляризаційних характеристик пружного розсіяння протонів ядрами ^{40}Ca при енергії 200 MeV в рамках оптичної моделі друге Борнівське наближення використовувалось. Отримано аналітичні вирази для диференціальних перерізів та поляризаційних характеристик розсіяння. При проведенні розрахунків виконано порівняння результатів теоретичних досліджень, які можна отримати у першому та другому Борнівському наближеннях. Оптичний потенціал обирався у формі Вудса-Саксона з урахуванням спин-орбітальної частини. Отримані результати дають змогу достатньо надійно описати наявні експериментальні дані.

КВАНТОВІ ТА КВАЗІКЛАСИЧНІ РОЗРАХУНКИ ОБОЛОНКОВОЇ СТРУКТУРИ МОМЕНТІВ ІНЕРЦІЇ

Д. В. Горпинченко¹, О. Г. Магнер¹, Я. П. Блоцкі², Дж. Бартел³

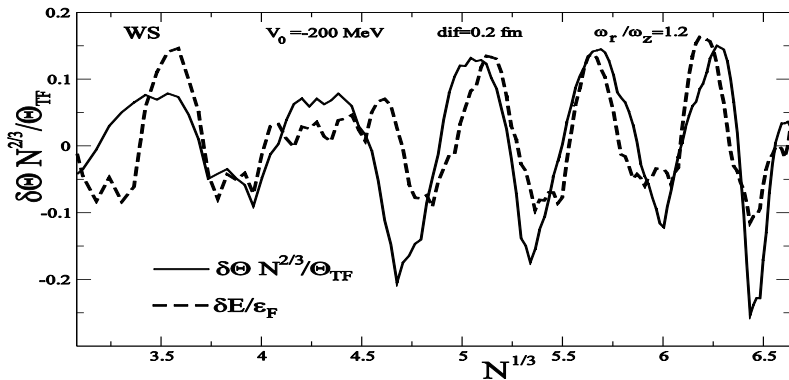
¹ Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

² Національний центр ядерних досліджень, Варшава, Польща

³ Університет Страсбурга, Страсбург, Франція

Моменти інерції (МІ) колективного руху деформованих атомних ядер часто використовують для розуміння як експериментальних даних сучасних досліджень обертових ядерних смуг, так і фундаментальної проблеми багатьох сильновзаємодіючих нуклонів. Для значного спрощення цієї задачі використовується модель примусового руху та метод оболонкової поправки в рамках теорії періодичних орбіт (ТПО). В даній роботі розраховано оболонковий компонент МІ колективного обертання ядер у квантовому наближенні з використанням середнього деформованого потенціалу Вудса-Саксона для порівняння з квазікласичними розрахунками. Колективне статистично рівноважне обертання розглядається як узагальнений твердотільний момент інерції, що дає змогу вийти за межі формули Інгліса наближення теорії збурень.

Квантові оболонкові поправки розраховувались за допомогою усереднення Струтинського для чисел заповнення локальної густини частинок. Власні хвильові функції гамільтоніана Вудса-Саксона (ВС) обчислюються за допомогою їх розкладу по базису гармонічного осцилятора. Це дає змогу нам аналітично отримати інтеграли перекриття осциляторними функцій у вирази для моментів інерції. Для розрахунків матриці перетворення від власних функцій ВС до базисних, які залучені в процедуру діагоналізації, гамільтоніана було використано точний та ефективний чисельний алгоритм.



Результати квантових чисельних розрахунків МІ (в одиницях Томаса-Фермі значення) як функції числа нейтронів $N^{1/3}$ для великої глибини потенціалу ВС

(≈ -200 MeV) з малим параметром дифузності ($\approx 0,2$ фм) порівнюються з квазі-класичними, отриманими аналітично в ТПО для нескінченно-глибокої потенціальної ями у вигляді сфероїда при двох типових деформаціях, що визначаються як відношення його напівосей 1.2 та 2.0. На рисунку показано, що квантові облоноккові поправки до МІ та енергій (в одиницях енергії Фермі) приблизно пропорційні, що підтверджує результати нашого квазікласичного підходу.

1. *Gorpinchenko D.V., Magner A.G., Bartel J., Blocki J.P.* // Phys. Rev. - 2016. - Vol. C93. - P. 024304.

ЕФЕКТИВНИЙ ЯДЕРНО-ЯДЕРНИЙ ПОТЕНЦІАЛ З УРАХУВАННЯМ ВНЕСКУ КІНЕТИЧНОЇ ЕНЕРГІЇ НУКЛОНІВ ТА ПЕРЕРІЗИ ПРУЖНОГО РОЗСІЯННЯ І ПІДБАР'ЄРНОГО ЗЛИТТЯ

О. І. Давидовська, В. Ю. Денисов, В. О. Нестеров

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

У даній роботі [1] детально обговорюється мікроскопічний підхід подвійної згортки для розрахунку ядерно-ядерної взаємодії із використанням розподілів густини нуклонів в рамках різних підходів. Розраховано внесок кінетичної енергії нуклонів в потенціал ядерно-ядерної взаємодії в рамках модифікованого методу Томаса-Фермі. Одержано потенціал взаємодії подвійної згортки з урахуванням внеску кінетичної енергії, який ми апроксимували відповідним потенціалом Вудса-Саксона. Було знайдено параметри для апроксимуючих потенціалів Вудса-Саксона як із врахуванням, так і без врахування внеску кінетичної енергії нуклонів у ядрах.

На основі отриманих апроксимуючих потенціалів Вудса-Саксона було проведено розрахунки перерізів підбар'єрного злиття та пружного розсіяння при енергії близької до бар'єра для системи $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$ [1]. Показано, що результати розрахунків, які отримані з урахуванням внеску внутрішньої кінетичної енергії у потенціалі подвійної згортки, добре описують експериментальні дані для перерізів як підбар'єрного злиття, так і пружного розсіяння для системи $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$ [1]. Знайдено, що розрахунок перерізу злиття за допомогою звичайного потенціалу подвійної згортки значно переоцінює величини перерізу у підбар'єрній області. Перерізи пружного розсіяння, які отримано без урахування внеску внутрішньої кінетичної енергії у потенціал подвійної згортки, також гірше збігаються з експериментальними даними. Відмітимо, що експериментальні дані перерізів пружного розсіяння та підбар'єрного злиття описано без підгонки множника N , значення якого пов'язано з силою потенціалу Вудса-Саксона та зазвичай підбирається для кращого опису даних розсіювання.

1. *Давидовська О.І., Денисов В.Ю., Нестеров В.О.* // УФЖ. Прийнято до друку.

УГЛОВЫЕ (n, p) КОРРЕЛЯЦИОННЫЕ СПЕКТРЫ В ДИФРАКЦИОННОМ РАЗВАЛЕ ДЕЙТРОНОВ ЯДРАМИ ¹²C, ⁴⁰Ca, ⁹⁰Zr, ²⁰⁸Pb ПРИ ЭНЕРГИИ 56 МэВ

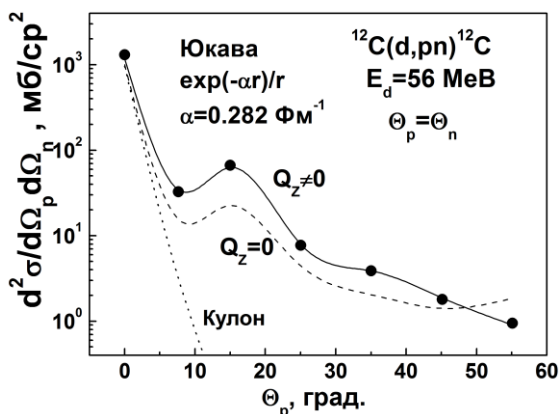
В. В. Давидовский, А. Д. Фурса

Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев

В рамках разработанной дифракционной теории многократного рассеяния частиц ядрами, обобщенной на случай неупругих процессов, связанных с передачей продольного импульса [1], проведен анализ двойных (угловые корреляционные спектры продуктов) дифференциальных сечений в реакции развала дейтронов ядрами углерода, кальция, стронция и свинца. В расчетах учитывалось как ядерное, так и кулоновское взаимодействие дейтронов с ядрами мишени. Проведено сравнение рассчитанных сечений с экспериментальными данными [2] (таблица и рисунок) для реакций на указанных ядрах при энергии дейтронов 56 МэВ.

Корреляционное сечение $d^2\sigma/d\Omega_p d\Omega_n$ при углах вылета $\theta_p = \theta_n = 0^\circ$

Ядро	Полное дифференциальное сечение, б/ср ²				Кулоновская часть сечения, б/ср ²		
	Эксперимент	Юкава	Экспонента	Гаусс	Юкава	Экспонента	Гаусс
¹² C	1,37	1,37	1,48	1,64	0,93	1,12	1,31
⁴⁰ Ca	10,11	10,11	11,05	12,25	10,53	12,63	14,79
⁹⁰ Zr	7,68	7,68	8,10	9,00	4,30	4,74	5,68
²⁰⁸ Pb	4,36	4,36	4,41	4,46	0,85	0,87	0,89



Сечение угловой корреляции продуктов в реакции ¹²C(d, pn)¹²C при энергии 56 МэВ.

Показано, що с одними и теми же структурними параметрами удается одно- временно количественно описать ряд сечений процессов с использованием для дейтрона трех типов волновых функций (юкавская, экспоненциальная и гауссов- ская). Для реакции на ядрах углерода, кальция и стронция кулоновское взаимо- действие дает определяющий вклад в сечение реакции. Для ядер же свинца из- за эффекта рефракции роль кулоновского взаимодействия становится незначи- тельной и вся величина сечения определяется практически ядерно-кулоновской частью амплитуды. Наилучшее описание эксперимента удается достичь при использовании юкавской формы волновой функции дейтрона.

1. Давидовский В.В., Фурса А.Д. Энергетические спектры протонов в дифрак- ционном расщеплении дейтронов ядрами ^{12}C и ^{40}Ca при средних энергиях. // Ядерна фізика та енергетика. - 2016. - Т. 17, №2. - С. 111 - 121.
2. Okamura H., Hatori S., Matsuoka N. et al. Strong evidence of the Coulomb breakup of the deuteron at 56 MeV // Physics Letters B. - 1994. - Vol. 325. - P. 308 - 312.

МАСОВІ ВИХОДИ І КІНЕТИЧНА ЕНЕРГІЯ УЛАМКІВ ПРИ ПОДІЛІ ВИСОКОЗБУДЖЕНИХ ЯДЕР З $A \leq 220$

В. Ю. Денисов, Т. О. Маргітч

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

Запропоновано модель [1] для опису масового та енергетичного розподілу уламків поділу ядер з числом нуклонів $A < 220$. Для опису розподілу уламків поділу по енергії необхідно врахувати, що уламки взаємодіють між собою і мають суттєво деформовану форму в точці мінімального бар'єра. Густина рів- нів уламків поділу в точці мінімального бар'єра пов'язана з імовірністю ви- ходу відповідної комбінації ядер при поділі ядра. Для розрахунку енергетич- ного розподілу уламків поділу ядер виконано динамічний розрахунок траекто- рій уламків. При розрахунку траекторії враховано тертя, яке пов'язане з ядер- ною взаємодією уламків і нуклонів в них, і те, що деформована форма уламків релаксує до сферичної в часі. В даній моделі добре описано розподіли уламків поділу по масі та енергії, які сформовані при захопленні 140 MeV альфа-час- тинок ядрами ^{165}Ho та ^{197}Au . Розподіл уламків поділу по масі описано без вве- дення додаткових параметрів.

1. Denisov V.Yu., Margitych T.O., Sedykh I.Yu. // Nucl. Phys. - 2017. - Vol. A958. - P. 101 - 128.

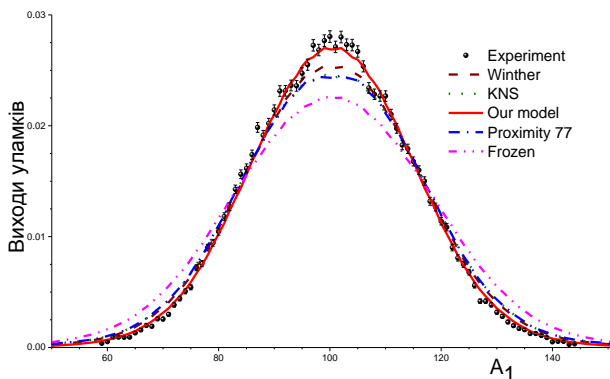
ВПЛИВ ЯДЕРНОЇ ЧАСТИНИ ПОТЕНЦІАЛУ ВЗАЄМОДІЇ ЯДЕР НА ВИХОДИ УЛАМКІВ ПОДІЛУ ПО МАСІ

Т. О. Маргітч, В. Ю. Денисов

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

Раніше було запропонована модель [1] для опису масового та енергетичного розподілу уламків поділу ядер з числом нуклонів $A < 220$. Для опису виходу уламків поділу розраховувався мінімальний бар'єр між уламками та густина їх рівнів. Густина рівнів уламків поділу в точці мінімального бар'єра пов'язана з імовірністю виходу відповідної комбінації ядер при поділі ядра.

Повний потенціал взаємодії двох деформованих аксiallyно-симетричних ядер містить ядерну та кулонівську частини взаємодії. Існують різні моделі для параметризації ядерної частини повного потенціалу взаємодії ядер, тому на рисунку порівняно масові виходи уламків поділу для реакції $\alpha + {}^{197}\text{Au} \rightarrow \text{fission}$, які розраховано для різних параметризацій ядерного потенціалу. На рисунку порівняно розрахунки виходу уламків поділу для параметризацій ядерної частини потенціалу, які запропоновано Вінтером (Winther), Краппе-Ніксом-Сірком (KNS), Блоцкі та ін. (Proximity 77), Денисовим в 2002 (Frozen) та 2015 (Our model) роках. Масові розподіли для різних параметризацій ядерного потенціалу дають трохи різний результат із незначним відхиленням величини масових виходів, див. рисунок. Такі результати свідчать про можливість тесту зарядової та масової залежності параметризацій ядерних потенціалів при аналізі масових виходів уламків поділу.



Масовий розподіл уламків поділу реакції $\alpha + {}^{197}\text{Au} \rightarrow \text{поділ}$. Точками позначені експериментальні дані, лінії – розрахунки, які зроблено для різних параметризацій ядерного потенціалу.

1. Denisov V.Yu., Margitych T.O., Sedykh I.Yu. // Nucl. Phys. - 2017. - Vol. A958. - P. 101 - 128.

ВЗАЄМОДІЯ ТРЬОХ УЛАМКІВ ПОДІЛУ І ВИХОДИ РІЗНИХ ПОТРІЙНИХ ФРАГМЕНТІВ

В. Ю. Денисов, М. О. Пилипенко

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

Запропоновано модель [1] для опису виходу уламків потрійного поділу по масі. Для опису розподілу уламків потрійного поділу по масі враховано, що уламки взаємодіють між собою і мають суттєво деформовану форму в точці мінімального бар'єра. Густина рівнів уламків поділу в точці мінімального бар'єра пов'язана з імовірністю виходу відповідної комбінації ядер при потрійному поділі ядра. Розраховано розподіл уламків потрійного поділу по масі ^{252}Cf . У даній моделі добре описано вихід легких уламків з масою від 10 до 37 при потрійному поділі ^{250}Cf .

1. Denisov V.Yu., Pilipenko N.A., Sedykh I.Yu. // Phys. Rev. - 2017. - Vol. C95. - P. 014605.

ОПИС ВИПРОМІНЮВАННЯ АЛЬФА-ЧАСТИНОК У РАМКАХ ТЕОРІЇ РОЗПАДІВ ГОЛЬДБЕРГЕРА-ВАТСОНА

О. Я. Дзюблик

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

Альфа-розпад зазвичай описується (див., наприклад, [1, 2]) в рамках моделі Гамова [3], де вважається що в початковий момент часу $t = 0$ всередині ядра існує вже сформована α -частинка, яка описується хвильовим пакетом, що задовольняє умовам квантування Бора-Зоммерфельда для квазі-енергетичного рівня. Відповідно, швидкість α -розпаду визначається спрощеною формулою

$$\lambda = \nu \exp(-2S), \quad (1)$$

де ν – імовірність формування α -частинки; ν – частота її ударів по кулонівському бар'єру; $\exp(-2S)$ – мала ймовірність тунелювання скрізь цей бар'єр.

Однак, найбільш послідовний опис процесів розпаду ядер, включаючи випромінювання кластерів, дає теорія Гольдбергера-Ватсона [4]. Використовуючи її, ми [5] представили гамільтоніан ядра H як суму незбуреного гамільтоніану H_0 та деякої остаточної взаємодії V' . Власні функції H_0 описують як квазів'язані стани батьківського ядра ϕ_a , так і стани неперервного спектра ϕ_b^+ , а V' забезпечує переходи між цими станами. У початковий момент часу $t = 0$ ядро описується функцією ϕ_a^+ . При $t > 0$ до неї примішуються функції ϕ_b^+ . Хвильова функція α -частинки, що рухається у полі сферичного ядра, розкладається по парціальних хвилях, а рівняння для радіальних функцій розв'язується

в квазікласичному наближенні із застосуванням функцій Лангера. Враховуючи те, що константа розпаду λ пропорційна інтегралу від густини хвильової функції α частинки по об'єму ядра, ми вивели більш загальну формулу для λ , яка збігається з (1) лише при виконанні ряду умов.

Показано, що правило квантування Бора-Зоммерфельда не повинно виконуватись при α -розпаді початкового компаунд-ядра. Навпаки в тій ситуації, коли воно виконувалось би, константа λ при $2S \gg 1$ ставала б надто великою, а саме $\lambda \sim \exp(+2S)$.

Для деформованих ядер враховується [5], що несферичні поправки до кулонівської та ядерної взаємодії призводять до змішування станів неперервного спектра з різними значеннями орбітального кутового моменту α -частинки та спінів дочірнього ядра. Такий підхід дає найбільш коректний опис α -розпаду деформованих ядер.

1. Denisov V.Yu., Khudenko A.A. // Phys. Rev. - 2009. - Vol. C80. - P. 034603.
2. Zdeb A., Warda M., Pomorski K. // Phys. Scr. - 2013. - Vol. 154. - P. 014029.
3. Gamow G. // Z. Phys. - 1928. - Vol. 51. - P. 204.
4. Goldberger M.L., Watson K.M. // Collision Theory. - New York: J. Wiley, 1964.
5. Dzyublik A.Ya. // Acta Phys. Polonica. - 2017. - Vol. B10. - P. 69.

АНАЛІТИЧНІ ФОРМИ ХВИЛЬОВОЇ ФУНКЦІЇ ДЕЙТРОНА І ДИФРАКЦІЯ ДЕЙТРОН-ЯДЕРНОЇ ВЗАЄМОДІЇ

В. І. Жаба

Ужгородський національний університет, Ужгород

Хвильова функція описує квантовомеханічну систему і є основною характеристикою мікрооб'єктів. Знання хвильової функції дейтрона дають змогу отримати максимальну інформацію про систему та теоретично розрахувати характеристики, отримані на експерименті. Хвильову функцію дейтрона знаходять як розв'язок системи зв'язаних рівнянь Шредінгера. Крім того, хвильова функція дейтрона (ХФД) може бути представлена таблично: через відповідні масиви значень радіальних хвильових функцій. Іноді при чисельних розрахунках оперувати такими масивами чисел доволі досить складно. І текст програм для чисельних розрахунків є перевантажений. Тому є доцільним отримання більш простих аналітичних форм представлення ХФД в координатному представленні. У подальшому такі аналітичні форми хвильової функції можна використовувати для розрахунку параметрів, формфакторів і поляризаційних характеристик дейтрона.

ХФД в координатному представленні для потенціалів Неймегенської групи і для потенціалу Argonne v18 можна апроксимувати аналітичними формами виду [1, 2]:

$$\begin{cases} u(r) = r^{-3/2} \sum_{i=1}^N A_i \exp(-a_i r^3), \\ w(r) = r \sum_{i=1}^N B_i \exp(-b_i r^3). \end{cases}$$

Відповідні коефіцієнти розкладу A_i , a_i , B_i , b_i наведено в роботах [1, 2].

За отриманими ХФД для п'яти потенціалів можна розрахувати значення величин: R_d – радіус дейтрона; σ_{el} , σ_{inel} , σ_{sc} , σ_r , σ_{diss} , σ_{str} , σ_{abs} – перерізи пружнього, непружнього, дейтрон-ядерного розсіяння, дифракційної дисоціації дейтрона, реакції інклюзивної зачистки, абсорбції дейтрона; σ_{tot} – повний переріз всіх процесів дейтрон-ядерної взаємодії [3]. В таблиці порівнюються отримані результати з даними для ХФД роботи [4]. Причому вибране ядро ^{208}Pb з радіусом $R = 6,48$ фм і параметром дифузності поверхні $d = 0,525$ фм [4].

	Березнної [4]	Nijm 1	Nijm 2	Nijm 93	Reid 93	Av 18
R_d , фм	2,16	3,2537	3,2567	3,2504	3,2585	3,2320
σ_{tot} , b	3,51	5,1315	5,1322	5,1307	5,1326	5,1262
σ_{el} , b	1,44	2,1159	2,1161	2,1158	2,1162	2,1148
σ_{inel} , b	2,07	3,0155	3,0161	3,0149	3,0165	3,0113
σ_{sc} , b	1,57	2,3514	2,3517	2,3510	2,3520	2,3487
σ_r , b	1,94	2,7801	2,7804	2,7797	2,7807	2,7774
σ_{diss} , b	0,13	0,2355	0,2357	0,2352	0,2358	0,2339
σ_{str} , b	0,40	0,6128	0,6132	0,6125	0,6134	0,6102
σ_{abs} , b	1,14	1,5544	1,5540	1,5548	1,5538	1,5570

1. Жаба В.І. // Ядерна фізика та енергетика. - 2016. - Т. 17. - С. 22.
2. Zhaba V.I. // Mod. Phys. Lett. - 2016. - Vol. A31. - P. 1650139.
3. Berezhnou Yu.A., Korda V.Yu., Gakh A.G. // Phys. Atom. Nucl. - 2006. - Vol. 69. - P. 947.
4. Berezhnou Yu.A., Korda V.Yu. // Int. J. Mod. Phys. - 1994. - Vol. E3. - P. 149.

ДОСЛІДЖЕННЯ ЕФЕКТИВНИХ ПЕРЕРІЗІВ (γ , n)-РЕАКЦІЇ НА ІЗОТОПАХ СРІБЛА

В. І. Жаба

Ужгородський національний університет, Ужгород

Основною особливістю ефективних перерізів взаємодії гамма-квантів з ядрами є величина гігантського дипольного резонансу.

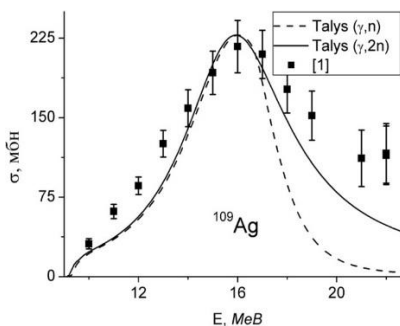
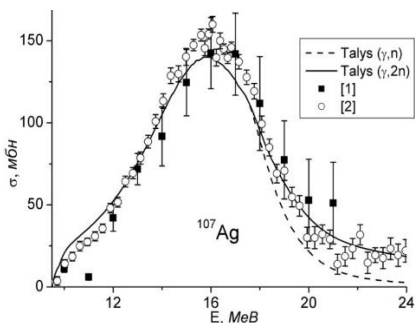
У роботах [1 - 3] наведено графіки енергетичної залежності ефективного перерізу (γ, n)-реакції на природній суміші ізотопів срібла та оцінені інтегральні перерізи. Максимальне значення перерізу (γ, n)-реакції на ізотопі ^{107}Ag при енергії 17 МеВ досягає значення 160 мбн, а для природної суміші ізотопів срібла при енергії 16 МеВ значення перерізу досягає 200 мбн. У роботі [3] за допомогою TALYS-1.4 проведено розрахунки перерізів реакцій $^{107}\text{Ag}(\gamma, n)^{106}\text{Ag}$, $^{109}\text{Ag}(\gamma, n)^{108}\text{Ag}$, $^{107}\text{Ag}(\gamma, n)^{106\text{m}}\text{Ag}$ і $^{109}\text{Ag}(\gamma, n)^{108\text{m}}\text{Ag}$ в інтервалі енергій 9 - 25 МеВ. Крок розрахунків становив 0,1 МеВ. Звернуто особливу увагу на перерізи реакцій, у яких утворюються ізомери $^{106\text{m}}\text{Ag}$ і $^{108\text{m}}\text{Ag}$. Для моделі густини рівнів нукліда (модель Фермі-газу) максимуми повного перерізу реакцій $^{107}\text{Ag}(\gamma, n)^{106}\text{Ag}$ і $^{109}\text{Ag}(\gamma, n)^{108}\text{Ag}$ становили 151,218 мбн. і 238,739 мбн. при енергії 15,9 МеВ і 16,0 МеВ відповідно.

Але в інтервалі енергій 16 - 25 МеВ розрахований в TALYS переріз лежить нижче теоретичного значення. Якщо ж в теоретичних розрахунках врахувати переріз ($\gamma, 2n$)-реакції, то експериментальні і теоретичні дані перерізу збігаються в більш широкому інтервалі. Пороги реакцій $^{107}\text{Ag}(\gamma, 2n)^{105}\text{Ag}$, $^{109}\text{Ag}(\gamma, 2n)^{107}\text{Ag}$ вказано в таблиці.

Характеристики фотоядерних реакцій на ізотопах срібла

Ізотоп	Розповсюдженість, %	Реакція	Продукти реакцій	Пороги реакцій, МеВ
^{107}Ag	51,839	(γ, n)	^{106}Ag	9,5
^{107}Ag		($\gamma, 2n$)	^{105}Ag	17,5
^{109}Ag	48,161	(γ, n)	^{108}Ag	9,2
^{109}Ag		($\gamma, 2n$)	^{107}Ag	16,5

Врахований вклад ($\gamma, 2n$)-реакції в повний переріз наведено на рисунках.



1. Бохінюк В.С., Осипенко А.П., Парлаг О.М. та ін. // Наук. вісн. Ужгород. ун-ту. Сер. Фізика. - 2002. - Вип. 11. - С. 56.
2. V.L. Berman, Bramblett R.L., Caldwell J.T. et al. // Phys. Rev. - 1969. - Vol. 177. - P. 1745.
3. В.І. Жабя, Парлаг О.М., Плекан Р.М. // Наук. вісн. Ужгород. ун-ту. Сер. Фізика. - 2014. - Вип. 36. - С. 81.

ОПИС ПОДІЛУ АТОМНИХ ЯДЕР У РАМКАХ ЛАНЖЕВЕНІВСЬКОГО ПІДХОДУ

Ф. О. Іванюк¹, С. Чіба², М. Усанг², Ч. Ішізук²

¹ Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

² Токійський технологічний інститут, Токіо, Японія

Одним з найбільш успішних методів опису динаміки поділу атомних ядер є підхід, що ґрунтується на використанні рівнянь Ланжевена для змінних q_i , які задають форму поверхні ядра в процесі поділу,

$$\frac{dq_i}{dt} = (m^{-1})_{ij} p_j, \quad \frac{dp_i}{dt} = -\frac{\partial V}{\partial q_i} - \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial q_i} (m^{-1})_{jk} p_j p_k - \gamma_{ij} (m^{-1})_{jk} p_k + g_{ij} R_j(t) \mathcal{A}. \quad (1)$$

У рівнянні (1) p_i - імпульси, спряжені до координат q_i ; $V(q)$ - потенціальна енергія системи, m_{ij} та γ_{ij} - тензори маси та тертя, $g_{ij} R_j(t)$ - випадкова сила. У роботі [1] рівняння (1) розв'язувалися для параметризації форми поверхні ядра в рамках доцентрової оболонкової моделі. В цій параметризації форма поверхні задається п'ятьма параметрами $z_0, \alpha, \delta_1, \delta_2, \varepsilon$, які описують відповідно загальне видовження ядра, масову асиметрію, деформацію фрагментів та радіус «шиї». В [1] використовувалися тільки три динамічні змінні: вважалося, що δ_2 збігається з δ_1 , а параметр ε був сталим, $\varepsilon = 0,35$. Потенціальна енергія $V(q)$ розраховувалася методом оболонкових поправок. Тензори маси та тертя розраховувалися як в макроскопічних (метод Вернера-Уіллера для маси та wall-and-window формула для тертя), так і в мікроскопічних (теорія лінійного відгуку) підходах, див [2].

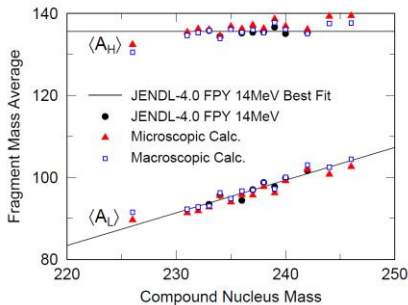


Рис. 1. Значення середньої маси легкого $\langle A_L \rangle$ та важкого $\langle A_H \rangle$ уламків поділу від маси ядра при опроміненні ядер нейтронами з енергією 14 МеВ.

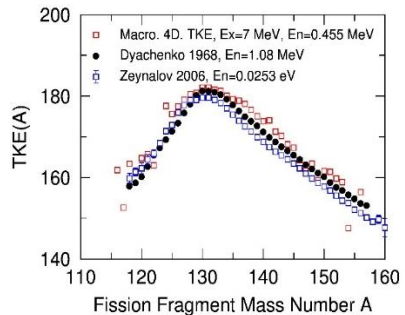


Рис. 2. Залежність повної кінетичної енергії уламків поділу від маси фрагменту в реакції $^{235}\text{U}(n, f)$ при енергії нейтронів $E_n = 0,455$ МеВ.

Як видно з рис. 1 та 2, отримані результати розрахунків досить добре збігаються з наявними експериментальними даними. Результати, показані на рис. 2, були отримані в чотиривимірних розрахунках – параметри δ_1 та δ_2 були незалежними динамічними змінними при розв'язку рівняння (1). Результати розрахунків свідчать, що відсутність обмеження $\delta_2 = \delta_1$ є досить важливим для розрахунків повної кінетичної енергії уламків поділу.

1. *Usang M.D., Ivanyuk F.A., Ishizuka C., Chiba C.* - Phys. Rev. C. - 2016. - Vol. 94. - P. 044602.
2. *Ivanyuk F.A., Chiba C., Aritomo Y.* // Journ. Nucl. Sci. Techn. - 2016. - Vol. 53. - P. 737.

РОЗВИТОК СПНОДАЛЬНОЇ НЕСТІЙКОСТІ В АСИМЕТРИЧНІЙ ЯДЕРНІЙ МАТЕРІЇ

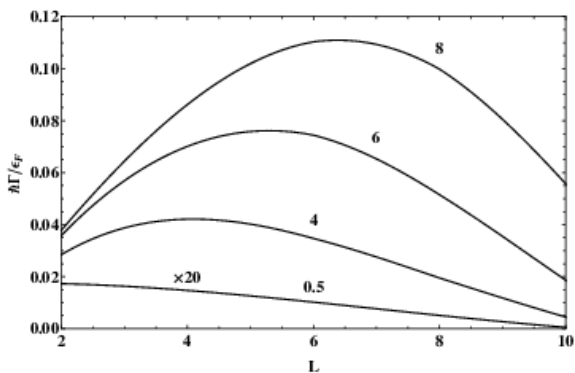
В. М. Коломісць

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

Досліджена об'ємна та ізоспінова нестійкість асиметричної ядерної матерії при високих температурах. Використане рівняння стану ядерної матерії, яке отримано в узагальненому наближенні Томаса-Фермі із ефективною ядерною взаємодією. Обрахована залежність від температури ядерного модуля стиснення та енергії ізотонічної симетрії, що визначає межі стабільності ядерної матерії при збуренні ізоскалярної та ізовекторної густин нуклонів. Продемонстрований механізм виникнення аномальної дисперсії у рівняннях руху для густини нуклонів, яка суттєво впливає на розвиток нестабільності при великих значеннях мультипольностей збурення густини нуклонів.

Досліджений вплив ефектів динамічного збурення поверхні Фермі та процесів релаксації на інкремент спінодальної нестійкості Γ . Показано, що розвиток об'ємної нестійкості ядерної матерії суттєво гальмується ефектами збурення поверхні Фермі. Суттєвим є те, що таке гальмування, на відміну від процесів релаксації, не є дисипативним. Залежність інкременту нестійкості Γ від температури T та мультипольності L збурення густини нуклонів продемонстрована в числових розрахунках для ядра ^{208}Pb , які представлені на рисунку.

Розвиток об'ємної нестійкості є відповідальним за два альтернативні процеси: ядерний поділ (малі значення L) і мультифрагментація ядер (великі значення L). Як видно з рисунку, при малих температурах (крива 0,5 MeV), при яких ефекти динамічного збурення поверхні Фермі є суттєвими, розвиток нестійкості істотно загальмований (малі значення Γ). Більш того, при малих температурах інкремент нестійкості є спадаючою функцією мультипольності L . Це означає, що в цьому випадку більш імовірним є розпад з малими значеннями L , тобто ядерний поділ. Ситуація суттєво змінюється з ростом темпе-



Залежність інкременту нестійкості Γ від мультипольності L збурення густини нуклонів для ядра ^{208}Pb при різних температурах, які вказані поряд із кривими в MeV.

При значних температурах $T \geq 4$ MeV, інкремент нестійкості Γ зростає із L і більш імовірно є мультифрагментація ядра. Із подальшим зростанням температури, зростає імовірність розпаду із все більшими значеннями L , тобто розпад ядра відбувається на все більш дрібні кластери. Зазначимо, що немонотонна залежність інкременту нестійкості Γ від мультипольності L на рисунку цілком обумовлена наявністю аномальної дисперсії у рівняннях руху для густини нуклонів. Зазначимо також, що вплив ефектів динамічного збурення поверхні Фермі є нехтовно малим при достатньо великих температурах $T \geq 4$ MeV, оскільки при таких температурах збурення (деформація) поверхні Фермі маскується її температурною розмитістю.

РОЗМІРИ АТОМНИХ ЯДЕР ПРИ НАЯВНОСТІ ДИФУЗНОГО ПОВЕРХНЕВОГО ШАРУ

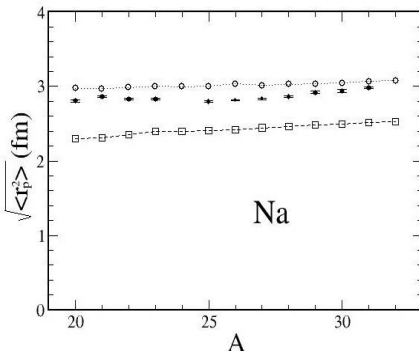
В. М. Коломісць, С. В. Лук'янов, А. І. Санжур

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

Нуклонний розподіл в атомних ядрах має дифузний поверхневий шар, який виникає внаслідок проникнення квантових частинок в класично заборонені області поверхні ядра. Цей факт створює проблему неоднозначного визначення ядерної поверхні і, як наслідок, розмірів атомних ядер. В теорії класичної рідини проблема визначення поверхні обмеженої краплини при наявності дифузного краю була досліджена Гібсом, Толманом та Вайдомом (ГТВ) шляхом застосування концепції еквімолярної розділяючої поверхні. В даній роботі ми використовуємо наближення ГТВ для опису ядра як краплини квантової

рідини з дифузним краєм в просторовому розподілі нуклонів. Усереднені характеристики розподілів нуклонів описуються відповідними середньоквадратичними радіусами. Для обрахування величин середньоквадратичних радіусів $\sqrt{\langle r_q^2 \rangle}$ та їхнього ізовекторного зсуву $\Delta r_{np} = \sqrt{\langle r_n^2 \rangle} - \sqrt{\langle r_p^2 \rangle}$ нами використано розширене наближення Томаса-Фермі разом з прямим варіаційним методом. Концепція ГТВ використовується шляхом введення розділяючої поверхні в профільні функції. Також вивчалась проблема перерозподілу нуклонів в поверхневій області – нейтронна шуба та нейтронний надлишок для ядер далеко поза межами долини бета-стабільності.

Використовуючи експериментальні значення нейтронного та протонного хімічних потенціалів ми обрахували відповідні парціальні еквімолярні радіуси, середньоквадратичні радіуси та товщину нейтронної шкіри. Отримані величини середньоквадратичних радіусів для протонного розподілу для ізотопів Na зображено на рисунку.



Середньоквадратичні радіуси протонного розподілу для ізотопів натрію. Точкова лінія з колами отримана з поправкою на вплив дифузної поверхні, пунктирна лінія з квадратами – без врахування останньої. Для розрахунку використано параметризацію сил Скірма SkM*. Експериментальні значення взято з роботи [1].

Вони демонструють певну немонотонну залежність, яка зумовлена впливом ефектів спарювання та оболонковими ефектами. Зауважимо, що наявність суттєвого зсуву вверх середньоквадратичного радіусу пов'язане з урахуванням поправки на внесок від дифузного шару. Аналогічні розрахунки отримано для ізотопів Sn та Pb. Розрахунки демонструють, що концепція ГТВ про наявність еквімолярної розділяючої поверхні дає можливість описати тонку немонотонну структуру ізовекторного зсуву. Загалом встановлено, що ізовекторний зсув середньоквадратичних радіусів є сумою двох членів, один з яких пов'язаний з різницею радіусів (ефект шкіри), а другий – внаслідок різної форми поверхневого шару нейтронного і протонного розподілів (ефект гало).

1. Suzuki T., Geissel H., Bochkarev O., et al. // Phys. Rev. Lett. - 1995. - Vol. 75. - P. 3241.

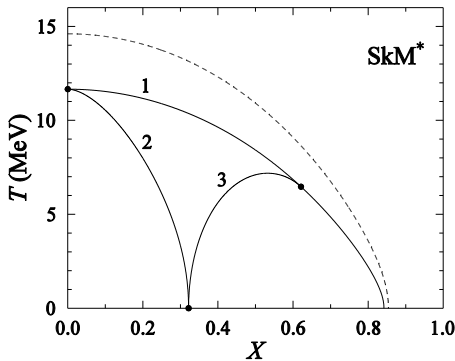
ТЕРМОДИНАМІЧНА НЕСТАБІЛЬНІСТЬ АСИМЕТРИЧНОЇ ЯДЕРНОЇ МАТЕРІЇ

В. М. Коломієць, А. І. Санжур

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

Розрізняють два режими існування рівноважного стану ядерної матерії. Для першого режиму, коли нагріта ядерна рідина оточена насиченим паром, умовою рівноваги є рівність тиску P , нейтронного μ_n і протонного μ_p хімічних потенціалів рідини відповідним величинам пароподібної фази. Для цього режиму сукупність всіх можливих станів рівноваги складає так звану поверхню рівноваги [1] в просторі змінних тиску P , температури T та параметра ізотопічної асиметрії $X = (N - Z) / (N + Z)$, де N і Z – відповідно кількість нейтронів і протонів. Другий режим відповідає відсутності оточуючого пару нуклонів. У цьому випадку стан ядерної матерії визначається умовою механічної рівноваги $P = 0$, тобто тією ж умовою, що і при нульовій температурі.

У роботі розглянуто умови термо-динамічної нестабільності асиметричної ядерної матерії при відсутності насиченого пару нуклонів. Розрахунки проводились в рамках наближення Томаса-Фермі для ефективної нуклон-нуклонної взаємодії Скірма. Підвищуючи температуру ядерної матерії при певному параметрі асиметрії досягаємо температури розділення фаз, яку зображено кривою 1 на рисунку.



(T, X) діаграма. Суцільні криві зображено для режиму відсутності оточуючого пару. Крива 1 відповідає температурі розділення фаз; крива 2 – умові $B_n = 0$; крива 3 – умові $\mu_n = 0$. Штриховою кривою позначено критичну температуру в режимі з оточуючим насиченим паром. Розрахунки виконано для сил SkM*.

Вище цієї температури існування лише рідкої фази без присутності пару неможливе внаслідок порушення умови механічної рівноваги. Досліджено нестабільність матерії по відношенню до емісії частинок певного типу. Зокрема, робота по видаленню нейтрона становить $B_n = E(N - 1) - E(N) =$

$$= - \left(\frac{\partial E}{\partial N} \right)_{Z, T, P}, \text{ де } E \text{ – енергія зв'язку матерії. Матерія стає нестабільною за}$$

умови $B_n \leq 0$. Температуру, що відповідає нульовій роботі по відокремленню нейтрона зображено на рисунку кривою 2. Рисунок демонструє той факт, що для асиметричної ядерної матерії $X > 0$ нестабільність по відношенню до емісії нейтрона досягається при менших температурах ніж по відношенню до розділення фаз.

1. Kolomietz V.M., Sanzhur A.I., Shlomo S., Firin S.A. // Phys. Rev. - 2001. - Vol. C64. - P. 024315.

ВРАХУВАННЯ МІЖЧАСТИНКОВИХ СИЛ ПРИТЯГАННЯ БАГАТОКОМПОНЕНТНОГО АДРОННОГО ГАЗУ У ВЕЛИКОМУ КАНОНІЧНОМУ АНСАМБЛІ

Я. Д. Кривенко-Еметов^{1,2}

¹ *Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

² *Національний технічний університет «КПІ» ім. Ігоря Сікорського*

Останні десятки років активно використовуються статистичні моделі адронного газу при описі даних про вихід частинок в ядро-ядерних ($A + A$) зіткненнях при значних енергіях Великого Адронного Колайдера (ВАК). Модель Ван-дер-Ваальсу (ВдВ) виявилась ефективною з урахуванням адронних відштовхувань на малих відстанях. Врахування цього ефекту приводить до запобігання небажано великих значень густин числа частинок. Різні версії моделей ВдВ було запропоновано та застосовано для підгонки експериментальних даних про співвідношення числа частинок в $A + A$ зіткненнях на енергіях ВАК. Власний об'єм і-го виду адронів виражається через радіус твердого кору R_i . Введення феноменологічних параметрів R_i істотно змінює вихід числа частинок N_i , що в основному підтверджується експериментальними результатами. Однак модель ВдВ не була належним чином розроблена у випадку, коли між частинками існують сили притягання. Це допомогло б описати більш тонкі ефекти в залежності тиску адронного газу від щільності.

У роботі проведено узагальнення процедури виключення об'єму та притягання у моделі ВдВ на випадок двокомпонентного адронного газу. Розрахунки проведені у канонічному та великому канонічному ансамблі для системи частинок декількох компонентів, які взаємодіють з потенціалами твердого кора та відносно коротко-діючими потенціалами притягання (радіусів притягання). Результати отримані для великого канонічного ансамблю та включають рівняння стану для тиску та густини частинок в залежності від температури та хімічних потенціалів. Останні визначаються системою пов'язаних трансцендентних рівнянь. Отримані формули узгоджуються з основними принципами статистичної механіки, а також з термодинамічними тотожностями. Модель може бути застосована для аналізу експериментальних даних для відносної кількості виходу частинок різних сортів в релятивістських ядро-ядерних зіткненнях.

1. Gorenstein M.I., Kostyuk A. P., Krivenko Ya.D. // J. Phys. G. - 1999. - Vol. 25. - P. 75 - 83.

СРАВНЕНИЕ ОПИСАНИЯ БЕТА-РАСПАДА ЯДЕР В ДКМ И МКФМ

А. А. Куртева

Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев

В рамках динамической коллективной модели (ДКМ) описан бета-распад $^{95}\text{Tc} \rightarrow ^{95}\text{Mo}$, $^{127}\text{Xe} \rightarrow ^{127}\text{I}$, $^{131}\text{Cs} \rightarrow ^{131}\text{Xe}$, $^{133}\text{Xe} \rightarrow ^{133}\text{Cs}$. В использованном методе [1] учитываются квазичастичные и многофононные (до десяти фононов) состояния основной полосы четно-четного остова, а также влияние вакуумных флуктуаций квазичастиц на перенормировку одночастичных моментов и эффективных сил. Рассчитаны энергии, спектроскопические факторы, магнитные дипольные и электрические квадрупольные моменты основного и возбужденных состояний дочерних ядер, а также приведенные вероятности электромагнитных переходов между ними.

Переход	I, %	E, кэВ, эксперимент	E, кэВ, ДКМ	E, кэВ, МКФМ	lg ft, эксперимент	lg ft, ДКМ	lg ft, МКФМ
$^{95}\text{Tc}(9/2_1) \rightarrow ^{95}\text{Mo}(7/2_1)$	93	766	879	1002	4.95	4.93	3.51
$^{95}\text{Tc}(9/2_1) \rightarrow ^{95}\text{Mo}(7/2_2)$	4,13	1074	1402	1175	5.94	5.77	6.48
$^{127}\text{Xe}(1/2_1) \rightarrow ^{127}\text{I}(3/2_1)$	53	202	506	183	6.6	6,7	5.6
$^{127}\text{Xe}(1/2_1) \rightarrow ^{127}\text{I}(1/2_1)$	47	375	547	582	6,2	6,2	4,4
$^{131}\text{Cs}(5/2_1) \rightarrow ^{131}\text{Xe}(3/2_1)$	100	0	0	0	5,5	5,4	3,7
$^{133}\text{Xe}(3/2_1) \rightarrow ^{133}\text{Cs}(5/2_1)$	99	81	2	279	5,6	5,3	3,8
$^{133}\text{Xe}(3/2_1) \rightarrow ^{133}\text{Cs}(5/2_2)$	0,81	161	264	657	7,4	7,6	6,8
$^{133}\text{Xe}(3/2_1) \rightarrow ^{133}\text{Cs}(3/2_1)$	0,008	384	523	884	7,0	6,0	5,6(6,1)

Проведено сравнение полученных результатов с экспериментальными данными и расчетами в микроскопической квазичастично-фононной модели (МКФМ) [2, 3]. В обеих моделях для описания среднего поля ядра использован потенциал Вудса-Саксона, аналогично описывается спаривательное взаимо-

действие, одинаковы гамильтонианы слабого взаимодействия. Модели отличаются выражениями для остаточных взаимодействий, видом волновых функций, перенормировкой констант слабого взаимодействия, видом матричных элементов гамильтониана слабого взаимодействия. В ДКМ для расчета вероятностей бета-переходов на различные возбужденные состояния конкретного ядра используется один матричный элемент гамильтониана слабого взаимодействия, а в МКФМ используется несколько матричных элементов такого же гамильтониана (для бета-переходов между одноквазичастичными состояниями, между квазичастично-фононными состояниями и переходов с одноквазичастичного на квазичастично-фононные состояния). Авторы [2, 3] не учитывают влияние вакуумных флуктуаций квазичастиц, их учет снимает l -запрет, открывает новые каналы распада.

В таблице приведено сравнение экспериментальных и рассчитанных в двух моделях Ig_{ft} (t – парциальный период полураспада). В первом столбце указаны бета-переходы, во втором – их интенсивности, в третьем, четвертом и пятом – энергии состояний дочерних ядер (экспериментальные, рассчитанные в ДКМ и МКФМ), в последних столбцах – значения Ig_{ft} .

1. Вишнеvский И.Н., Куртева А.А., Митрошин В.Е. и др. // ЯФ. - 1994. - Т. 57, № 1. - С. 17 - 33.
2. Ydrefors E., Mustonen M.T., Suhonen J. // Nucl. Phys. A. - 2010. - Vol. 842. - P. 33 - 47.
3. Toivanen J., Suhonen J. // Phys. Rev. C. - 1998. - Vol. 57, No. 3. - P. 1237 - 1245.

В'ЯЗКІСТЬ ЧАСТИНОК У РЕЖИМАХ ЧАСТИХ ТА РІДКІСНИХ ЗІТКНЕНЬ ПРИ ВЕЛИКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

О. Г. Магнер¹, М. І. Горенштейн², У. В. Григор'єв³

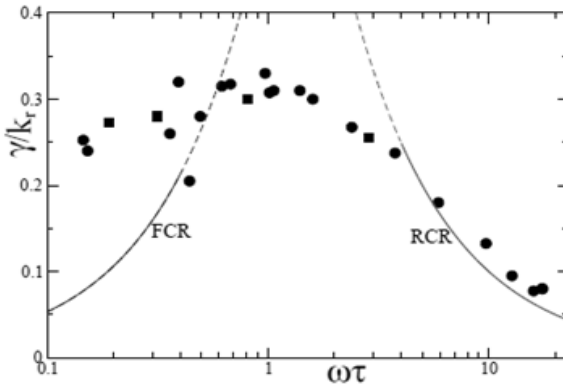
¹ *Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

² *Інститут теоретичної фізики імені М. М. Боголюбова НАН України, Київ*

³ *Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ*

Зсувна в'язкість η розрідженого класичного газу твердих сфер обраховується, розв'язуючи кінетичне рівняння Больцмана з урахуванням плоских хвиль, що слабо поглинаються, при великих температурах T . У режимі рідкісних зіткнень $\omega t \ll 1$, де ω - частота плоских хвиль; $\tau \approx 2(3n v_T \sigma)^{-1}$ - час релаксації; n - густина числа частинок; $v_T = \sqrt{2T/m}$ - їхня теплова швидкість; m - маса; $\sigma = \pi d^2$ - переріз зіткнень твердих сфер з діаметром d , використовуємо теорію збурень по малому параметру $1/(\omega \tau)$. У головному першому

порядку отримуємо в'язкість $\eta_{RC} \propto n^2 T^{3/2} \sigma / (\sqrt{m} \omega^2)$ як функцію параметрів рівноважного газу – температури T , густини n , маси m і діаметра d твердих сфер. Цей результат суттєво відрізняється від в'язкості в режимі частих зіткнень $\eta_{FC} \propto \sqrt{mT} / \sigma$, наприклад від добре відомого результату Чепмана-Енскога. Важлива властивість режиму рідких зіткнень – залежність η від частоти ω , що визначає відхилення від рівноважного стану є відсутньою в режимі частих зіткнень в головному порядку розкладу теорії збурень по малому параметру $\omega\tau$. Перехід від режиму частих зіткнень до режиму рідкісних зіткнень має місце, коли безрозмірний параметр $nd^2\sqrt{T/m} / \omega$ прямує до нуля, що пояснює зникнення в'язкості у граничному випадку $nd^2 \ll 1$ ідеального газу.



На рисунку показано залежність коефіцієнта поглинання γ / k_r (в одиницях хвильового числа k_r), як функція параметра Кнудсена $\omega\tau$. Суцільна лінія – обчислене значення $\gamma / k_r \propto \omega\tau$ для режиму частих зіткнень ($\omega\tau \ll 1$, зліва) та $\gamma / k_r \approx 1 / (\omega\tau)$ для рідкісних зіткнень ($\omega\tau \gg 1$, справа), штрихова показує області, де не виконується жодне з цих наближень. Точки та квадрати – експериментальні дані для ^{40}Ar у нормальному стані. Наші результати можуть бути використані для кінетичного та гідродинамічного вивчення ядерної матерії, що утворюється в ядро-ядерних зіткненнях при великих енергіях збурення.

1. *Magner A.G., Gorenstein M.I., Grygoriev U.V., Plujko V.A. // Phys. Rev. - 2016. - Vol. C94. - P. 054620.*

ПЕРШІ ДОСЛІДЖЕННЯ ВЗАЄМОДІЇ МІЖ ПІ-МЕЗОНАМИ ТА ЯДРАМИ ЧЕРЕЗ ГАЛЬМІВНЕ ВИПРОМІНЮВАННЯ ФОТОНІВ

С. П. Майданюк

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

У доповіді буде представлено результати перших досліджень взаємодії між пі-мезонами та ядрами на основі аналізу гальмівних фотонів, що випромінюються під час пі-мезон-ядерного розсіювання. Для опису взаємодії було вибрано два існуючі на даний час підходи: (1) формалізм з використанням потенціалу Джонсона-Сачлера (Johnson-Satchler potential), що базується на рівнянні Клейна-Гордона [1], (2) формалізм оптичної моделі, що базується на рівнянні Шроденгера [2]. Вперше побудовано модель випромінювання гальмівних фотонів при цій реакції, що при розрахунках хвильових функцій використовує кожний тип рівнянь, вказаних вище. Ми спостерігаємо незвичайно підсилений внесок випромінювання гальмівних фотонів з просторової ядерної частини потенціалу Джонсона-Сачлера у повний спектр гальмівного випромінювання, на відміну від підходу оптичної моделі. Як наслідок, спектри випромінювання виявляються сильно чутливими від форми ядерної частини потенціалу взаємодії у формалізмі Джонсона-Сачлера. Ця особливість може бути використована, як ключовий пункт до вивчення та перевірки пі-мезон-ядерної взаємодії через майбутні вимірювання гальмівних фотонів. У роботі ми представляємо наші перші передбачення спектрів випромінювання гальмівних фотонів для розсіювання пі-мезонів на ядрах $^{42,44,48}\text{Ca}$, ^{54}Fe , ^{208}Pb .

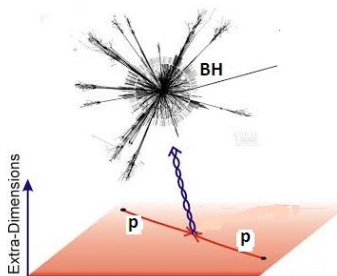
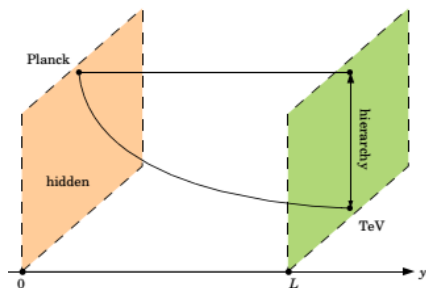
1. *Satchler G.R. // Nucl. Phys. - 1992. - Vol. A540. - P. 533; Johnson M.B., Satchler G.R. // Ann. Phys. (N.Y.). - 1996. - Vol. 248. - P. 134.*
2. *Akhter A.E., Sultana Sadia Afroze, Sen Gupta H.M., Peterson R.J. // J. Phys. - 2001. - Vol. G27. - P. 755 - 771.*

ПОШУКИ МІКРОСКОПІЧНИХ ЧОРНИХ ДІР НА ВЕЛИКОМУ АДРОННОМУ КОЛАЙДЕРІ

Т. В. Обіход, Е. О. Петренко

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

Серед експериментів на Великому адронному колайдері (ВАК) є експерименти з пошуку мікроскопічних чорних дір, існування яких пов'язано із проявами фізики за межами Стандартної Моделі (СМ) [1]. Утворення мікроскопічної чорної діри при протон-протонному зіткненні пов'язано із вирішенням проблеми ієрархії в моделях додаткових вимірювань, що представлено на рисунку.



Рішення проблеми ієрархії (зліва) і формування чорної діри (ВН) (справа).

Для цілеспрямованого пошуку цих об'єктів необхідно вивчення їхніх властивостей не тільки на теоретичному рівні, а також і за допомогою сучасних комп'ютерних програм. Для вивчення властивостей мікроскопічних чорних дір нами розглянуто їхню еволюцію від макроскопічних [2] до мікроскопічних чорних дір. За допомогою діаграми Крускала-Секереша, що представляє еволюцію часу у вигляді гіперповерхонь, вивчався перехід між Всесвітами пов'язаний з так званим мостом Ейнштейна-Розена. Цей факт було нами використано для розгляду наступних моделей додаткових вимірювань: модель Рендалла-Сундрума, модель додаткових вимірювань і модель багатовимірної теорії відносності. Для експериментальних пошуків цих екзотичних об'єктів на ВАК, нами вивчались їхні властивості і було обчислено такі характеристики: кількість мікроскопічних чорних дір, вироблених на ВАК з проєктованою енергією 14 TeV, імпульсний розподіл продуктів розпаду мікроскопічних дірок, перетини утворення обертових і не обертових чорних дір для різних моделей додаткових вимірювань. Для отримання максимального перетину утворення мікрочастинок, знайдено оптимальні моделі додаткових вимірювань, число додаткових вимірювань і підкреслена важливість розгляду необертової мікроскопічної чорної діри. Отримані результати представляють інтерес для майбутніх експериментальних пошуків нової фізики за межами СМ.

1. *Dimopoulos S., Landsberg G.L.* // *Phys. Rev. Lett.* - 2001. - Vol. 87 (16). - P. 161602.
2. *Townsend P.K.* *Black Holes* // *arXiv:gr-qc/9707012*.

**МЕТОД ВРЕМЕННЫХ РЕЗОНАНСОВ
ДЛЯ АНАЛИЗА ИНКЛЮЗИВНЫХ СПЕКТРОВ
ОДИНОЧНЫХ КОНЕЧНЫХ ФРАГМЕНТОВ
В ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЯХ**

С. А. Омельченко, В. С. Ольховский

Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев

Показано, что экспоненциальное убывание энергетических спектров с ростом энергии конечных фрагментов, сопровождаемое иногда легкими осцилля-

циями, независимо от конечных фрагментов, мишеней, бомбардирующих частиц и их энергий (при определенных условиях в области сильно перекрывающихся компаунд-резонансов) можно объяснить новым явлением временных резонансов. Эти временные резонансы отвечают образованию устойчивых высоковозбужденных неэкспоненциально распадающихся ядерных комплексов (частичных составных ядер, состоящих из некоторых малых групп нуклонов мишени и бомбардирующей частицы). О таких, нехарактерно устойчивых и статистически равновесных для высоких энергий, комплексах указывалось ранее в работах (см., например, [1, 2]), где рассматривались реакции с не слишком тяжелыми бомбардирующими частицами (от p до ^{20}Ne) с энергиями выше 1 - 10 ГэВ/нукл, кроме того, подобное явление наблюдалось и для более тяжелых налетающих частиц даже с меньшими энергиями (см., например, [3]).

Здесь для объяснения данного явления нами представлен метод временных резонансов, показана связь с энергетическими резонансами. Введение нами понятия временных резонансов, по сути, основано на формальной аналогии между метастабильными состояниями с собственными комплексными энергиями в качестве собственных состояний уравнения Шредингера и соответствующими Фурье-трансформантами с комплексными собственными значениями для уравнения с оператором времени, канонически сопряженным гамильтониану. В квантовой теории хорошо известно, что есть соответствие между энергией E и двумя операторами – оператором $i\hbar\partial/\partial t$ в t -представлении и гамильтоновым оператором $\hat{H}(\hat{p}_x, \hat{x}, \dots)$. Эта дуальность-аналогия операторов подсказывается, например, самим видом уравнения Шредингера $\hat{H}\Psi = i\hbar\partial\Psi/\partial t$.

Показаны границы применимости метода, получена расчетная формула

$$\sigma_{inc,k}(E_k) = \left| \sum_{n=1}^2 C_n \exp[(it_n - \tau_n/2)E_k / \hbar] \right|^2 = \sum_{n=1}^2 |C_n|^2 \exp(-E_k \tau_n / \hbar) + 2 \operatorname{Re} C_1^* C_2 \exp\{[i(t_2 - t_1) - (\tau_1 + \tau_2) / 2]E_k / \hbar\},$$

(где t_k, τ_k - параметры k -го временного резонанса) и показаны расчеты конкретных инклюзивных энергетических спектров протонов для реакций ${}^4\text{He} + U \rightarrow p$ и ${}^{20}\text{Ne} + U \rightarrow p$ (400 МэВ/ нуклон).

1. Westfall G., Sextro R., Poskanzer A. et al. Energy spectra of nuclear fragments produced by high energy protons // Phys. Rev. - 1978. - Vol. C17. - P. 1368 - 1381.
2. Danielewicz P., Pan Q. Blast of light fragments from central heavy-ion collisions // Phys. Rev. - 1992. - Vol. C46. - P. 2002 - 2011.
3. Alba R., Coniglione R., Del Zoppo A. et al. On the origin of fast proton emission in intermediate heavy ion collisions // Phys. Lett. - 1994. - Vol. B322. - P. 38 - 42.

МОДЕЛИ ДОДАДКОВИХ ВИМІРЮВАНЬ ТА ПОШУКИ КАЛУЦА-КЛЕЙН МОД НА ВАК

С. О. Петренко, Т. В. Обіход

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

У рамках пошуків нової фізики за межами Стандартної Моделі, на Великому адронному колайдері проводиться пошук Калуца-Клейн (КК) партнерів гравітонів і калібрувальних бозонів. Задля вирішення проблеми ієрархії взаємодій нами були розглянуті такі теорії додаткових вимірів як модель Великих додаткових вимірювань, TeV^{-1} модель додаткових вимірювань та модель Редалл-Сундрума [1 - 3]. За допомогою трьох моделей додаткових вимірювань та за допомогою комп'ютерної програми RUTHIA 8.2 [4] були розраховані перерізи КК-партнерів гравітонів та векторних бозонів в інтервалі енергій 2 - 14 TeV. Проведено порівняння теоретичних передбачень з комп'ютерним моделюванням та знайдено статистичні узгодження. Результати експериментальних даних з пошуків КК-мод калібрувальних Z бозонів, отриманих в експериментах ATLAS та CMS протягом 2012 р., були використані для порівняння із одержаними розрахунками для КК-партнерів калібрувальних бозонів. Отримані данні з комп'ютерного моделювання з урахуванням останніх експериментальних даних є важливими для подальших пошуків КК-гравітонів і векторних бозонів при енергіях 14 TeV на ВАК.

За допомогою моделей Великих додаткових вимірювань, TeV^{-1} та Редалл-Сундрума моделі додаткових вимірювань отримано розрахунки перерізів утворення КК-мод Z бозонів і гравітонів. Для КК-мод гравітонів було знайдено резонанси при енергіях 10,5 та 13,1 TeV, які було передбачено нашими теоретичними розрахунками відповідно до Редалл-Сундрум моделі. З цього випливає, що Редалл-Сундрум гравітони породжуються виключно з глюонів в первинному стані ($gg \rightarrow G^*$).

1. *Kubyshin Yu.A.* Models with extra dimensions and their phenomenology // arXiv: hep-ph/0111027.
2. *Randall L., Sundrum R.* A large mass hierarchy from a small extra dimension // arXiv: hep-ph/9905221.
3. *Antoniadis I.* A possible new dimension at a few TeV // Phys. Lett. - 1990. - Vol. B246. - P. 377 - 84.
4. *Sjöstrand T., et al.* An Introduction to RUTHIA 8.2. // Comput. Phys. Commun. - 2015. - Vol. 191. - P. 159 - 177.

ОПИС ФОТОННОЇ СИЛОВОЇ ФУНКЦІЇ АНАЛІТИЧНИМИ ВИРАЗАМИ

В. А. Плюйко, О. М. Горбаченко, К. М. Солодовник

*Кафедра ядерної фізики, Київський національний університет
імені Тараса Шевченка, Київ*

Розглянуто аналітичні вирази для фотонних силових функцій (ФСФ) електричних дипольних гамма-переходів у області гігантського дипольного резонансу (ГДР) та пігмі дипольного резонансу (ПДР). Застосовано такі феноменологічні моделі: Стандартний Лоренціан, Модифікований Лоренціан, Потрійний Лоренціан та модель збудження двох мод (TSE - Two States Excitation) [1 - 6].

Використовуючи усі наявні у базі даних EXFOR значення перерізів фотопоглинання, створена база експериментальних значень фотонних силових функцій. Виконано теоретичні розрахунки значень ФСФ із використанням вказаних моделей та порівняно з наявними експериментальними даними.

Проводиться обговорення та тестування нового аналітичного підходу для опису ФСФ із розглядом збудження двох коливальних мод (TSE) [6]. У даній моделі враховується відгук двох зв'язаних коливальних мод ядра на дію зовнішнього електромагнітного поля. Високоенергетична коливальна мода відповідає збудженню ГДР, а низькоенергетична коливальна мода відповідає пігмі дипольному резонансу у сферичних ядрах. Аналітичний вираз для відгуку ядра на дію електромагнітного поля базується на моделі збудження коливальних двох зв'язаних осциляторів із затуханням.

Врахування зв'язку між низькоенергетичною та високоенергетичною модами в моделі двох зв'язаних мод коливальних приводить до кращого опису експериментальних даних та мікроскопічних розрахунків, особливо у області енергій біля енергії відділення нейтронів, у порівнянні із описом без його врахування. Підхід двох зв'язаних мод забезпечує більш точне визначення параметрів резонансів, як ГДР так і ПДР.

Дана робота частково підтримана МАГАТЕ (Відень) в рамках дослідницького контракту «Вдосконалення баз фотоядерних даних та створення бази даних з фотонних силових функцій»(IAEA CRP No.F41032).

1. *Capote R., Herman M., Oblozinsky P. et al. // Nucl. Data Sheets. - 2009. - Vol. 110. - P. 3107; URL: <http://www-nds.iaea.org/RIPL-3/>.*
2. *Plujko V.A., Capote R., Gorbachenko O.M. // At. Data Nucl. Data Tables. - 2011. - Vol. 97. - P. 567.*
3. *Plujko V.A., Gorbachenko O.M., Rovenskykh E.P., Zheltonozhskii V.O. // Nucl. Data Sheets. - 2014. - Vol. 118. - P. 237.*
4. *Junghans A.R. et al. // Physics Letters. - 2008. - Vol. B670. - P. 200.*
5. *Grosse E., Junghans A.R., Massarczyk R. // arXiv: 1508.00740v3 [nucl-theor] 04 Mar 2016; URL: <https://arxiv.org/abs/1508.00740v3>*
6. *Plujko V., Gorbachenko O., Kadenko I., Solodovnyk K. // arXiv: 1611.00914 [nucl-theor] 04 Nov 2016; URL: <https://arxiv.org/abs/1611.00914v1>; submitted to Proceedings of ND2016 Conference.*

МІКРОСКОПІЧНА ТЕОРІЯ ЛЕГКИХ ЯДЕР І НУКЛОННИХ СИСТЕМ: ЗДОБУТКИ Й ПЕРСПЕКТИВИ

Б. Г. Стружко

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

Від часу відкриття нейтрона в 1932 р. і створення нейтрон-протонної моделі ядра перед теоретиками постало питання, чи можна описати властивості атомних ядер «з перших принципів», тобто, виходячи з ядерної взаємодії між нуклонами. Таку програму вдалося втілити в життя під кінець минулого століття для тринуклонних і частково чотиринуклонних систем, коли завдяки зрослим можливостям комп'ютерів і вдосконаленим алгоритмам розв'язку рівнянь Фаддєєва стали можливими розрахунки практично будь-якої характеристики тринуклонної системи. Як виявилось, деякі з них, зокрема енергія зв'язку тритона, розрахована з реалістичними парними нуклон-нуклонними (NN) потенціалами, не погоджувалися з експериментальними значеннями, що стало підставою для врахування тричастинкової взаємодії. Розрахунки енергії зв'язку ядра ${}^4\text{He}$ з використанням рівнянь Якубовського як з сепарабельними, так і з реалістичними NN потенціалами засвідчили, що характеристики $4N$ систем значно чутливіші до параметрів NN потенціалів, ніж $3N$ системи, однак ці рівняння виявилися настільки громіздкими, що перспективи їхнього застосування в дослідженнях важких ядер виглядали проблематичними.

Бурхливий розвиток обчислювальної техніки і методів розв'язування динамічних багаточастинкових рівнянь в 90-х роках відкрили нові можливості для продовження згаданої програми. У доповіді розглядаються новітні методи дослідження легких ядер і нуклонних систем «з перших принципів», а саме, варіаційний метод рішення рівняння Шредінгера з використанням методів Монте-Карло для хвильової функції [1], метод функції Гріна Монте-Карло [2], ґраткове моделювання Монте-Карло [3, 4], варіанти моделі оболонки [5, 6], а також обговорюються отримані в розрахунках значення енергії, розміри, структура та інші характеристики ядер від гелію до кисню, амплітуди розсіювання кластерів, а також залежність їх від параметрів ядерної взаємодії [7].

1. *Wiringa R.B.* // *Phys. Rev. C.* - 1991. - Vol. 43. - P. 1585.
2. *Steven C. Pieper, R. B. Wiringa, J. Carlson* // *Phys. Rev. C.* - 2004. - Vol. 70.- P. 054325
3. *Epelbaum Evgeny, Krebs Hermann, Lee Dean* // *Phys.Rev.Lett.* - 2010. - Vol. 104. - P. 142501.
4. *Meißner Ulf-G.* // arXiv:1509.08290v1 [nucl-th] 28 Sep 2015.
5. *Navrátil P., Gueorguiev V.G., Vary J.P. et al.* // arXiv:nucl-th/0701038v1 14 Jan 2007.
6. *Navrátil Petr, Quaglioni Sofia, Hupin Guillaume et al.* // *Physica Scripta.* - 2016. - Vol. 91, No. 5. - P. 053002; arXiv:1601.03765v2 [nucl-th] 21 Apr 2016.
7. *Nazarewicz W.* // *Journal of Phys. G: Nuclear and Particle Physics.* - 2016. - Vol. 43, No. 4. - P. 044002.

ПОПРАВКИ К ЭНЕРГИЯМ СВЯЗИ ЭЛЕКТРОНОВ В СТАТИСТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ АТОМА

С. Н. Федоткин

Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев

Для водородоподобного атома энергии связи электронов различных оболочек вычисляются в предположении, что на них воздействует только электрическое поле ядра. Однако эти энергии определяются совместным воздействием кулоновского поля ядра и зарядом облака всех электронов. Для определения эффективного центрального потенциала, в котором движется каждый электрон, существуют различные приближенные методы, например метод Хартри -Фока или статистический метод Томаса-Ферми. Хотя подход Томаса-Ферми является менее точным, однако простота получения физических результатов является его достоинством.

В настоящей работе в статистической модели атома Томаса-Ферми аналитически вычисляются поправки к энергиям связи s - электронов из оболочек с квантовыми числами $n=1, 2, 3$. Обычно для решения этой задачи используют эффективные заряды, приближенно учитывающие воздействие на каждый электрон остальных электронов атомной оболочки. В предлагаемом подходе разность $\Delta V(r)$ между полной потенциальной энергией, полученной в подходе Томаса-Ферми, и кулоновской энергией в поле ядра с зарядом Z используется для определения поправок ΔE_n к энергиям E_n водородоподобного атома в рамках теории возмущений:

$$\Delta E_n = \int d\vec{r} |\Psi_{ns}(r)|^2 \Delta V(r),$$

где $\Psi_{ns}(r)$ - соответствующие волновые функции. Для $\Delta V(r)$ используется следующее выражение

$$\Delta V(r) = \alpha \frac{(Z-1)}{r} [1 - \varphi(x)],$$

где α - постоянная тонкой структуры; $\varphi(x)$ - функция Томаса-Ферми; $x = 0.6057\alpha (Z-1)^{1/3} mr$; m - масса электрона ($\hbar = c = 1$).

Вычисления выполнены в приближении Тейтца [1] для среднего потенциала, в котором движутся атомные электроны. При этом оказывается, что для электронов К- оболочки эти поправки малы и составляют порядка 10 - 15 % от энергии E_1 в интервале зарядов $40 \ll Z \ll 100$. Для электронов с квантовым числом $n = 2$ эти поправки больше и составляют 35 - 50 %, а для электронов из

оболочки с $n = 3$ они являются значительными и составляют порядка 60 - 80 % для того же интервала зарядов ядер. В принципе такое значительное уменьшение энергии связи электронов с увеличением квантового числа n согласуется с ростом постоянной экранирования, определяющей эффективный заряд для каждого электрона. Однако следует учитывать, что подход Томаса-Ферми является приближенным и не может претендовать на высокую точность.

1. *Tietz T. // Zs. Naturforsch. - 1968. - Vol. 23a. - P. 191.*

ШВИДКИЙ ТА ЕФЕКТИВНИЙ ПЕТ СКАНЕР НА ОСНОВІ ЧЕРЕНКОВСЬКОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ

**М. Є. Альохіна^{1,2}, К. Канот², О. А. Безшийко¹, І. М. Каденко¹,
Ж. Тоузан², Д. Івон², В. Шарий²**

¹ Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ

² Комісаріат атомної та альтернативної енергетики,

Інститут вивчення фундаментальних законів фізики (CEA IRFU),

Сакле, Франція

Позитронно-емісійна томографія (ПЕТ) є потужним методом візуалізації в медицині, який широко використовується в області онкології, кардіології і нейропсихіатрії. Технологія ПЕТ полягає в тому, що пацієнту вводять ін'єкцію радіоактивного препарату, який є джерелом позитронів. У результаті анігіляції позитрона з електроном, утворюються два 511-кеВ γ -кванти, що розлітаються під кутом $\sim 180^\circ$. Реєструють такі γ -кванти з використанням відповідної пари детекторів у схемі збігів з певним часовим входнім вікном (3 - 4 нс). Лінія відгуку детектора (line-of-response LOR) з'єднує такі 2 детектора. Накопичення точок перетинів таких ліній дає змогу отримати розповсюдження радіоактивного препарату в тілі пацієнта.

Роботи над покращенням якості зображення ПЕТ почалися з 80-х років, проти лише в останні десятиліття стало можливим використання часо-прольотної методики (time-of-flight TOF) для ПЕТ. Такий сканер повинен забезпечити вимірювання різниці в часі прибуття двох фотонів з високою точністю. На даний момент один з найкращих комерційно доступних ПЕТ сканерів на ринку має роздільну здатність ~ 350 пс (ПШПВ).

Використання сцинтиляційних детекторів широко розповсюджене в ПЕТ, проте має свої обмеження. Висвічування сцинтиляційних фотонів є досить повільним процесом, то ж для найшвидших сцинтиляторів час висвічування становить порядку 1 нс (швидка компонента). Альтернативний підхід полягає у детектуванні черенковських фотонів. Анігіляційний γ -квант може конвертувати свою енергію в кінетичну енергію електрона за рахунок фотоіонізації або комптонівського ефекту. Якщо матеріал має досить великий показник заломлення, то утворений електрон є релятивістським по відношенню до швидкості

світла у відповідному матеріалі і висвічує фотони. Ці фотони фіксуються фотоелектронним помножувачем (ФЕП), який є оптично з'єднаним з кристалом детектору. Масштаб часу висвічування для черенковського процесу є декілька десятків пікосекунд, що дає змогу отримати дуже швидку реєстрацію, яка обмежена лише двома ефектами: дисперсією траєкторій фотонів і роздільною здатністю ФЕП.

Одним з кращих радіаторів черенковського випромінювання є кристалічний фторид свинцю PbF_2 . Цей матеріал має густину $7,8 \text{ г/см}^3$ і одну з найвищих величин фотоелектричної фракції, 46%. На основі цих характеристик можна створити ефективний гамма-детектор з малою товщиною ($\sim 10 \text{ мм}$) і, отже, звести до мінімуму дисперсію траєкторій фотонів. Оскільки цей кристал є джерелом лише черенковського випромінювання, загальна кількість очікуваних фотонів є малою і отримана ефективність детектування оцінюється до 10%. Низька ефективність є основним обмежуючим фактором для створення дуже швидкого ПЕТ-сканера.

У роботі представлено моделювання в GATE/Geant4 ПЕТ сканера на основі PbF_2 кристалів. Розглянуто різні геометричні конфігурації детекторів та можливі варіанти оптичного інтерфейсу, оцінено TOF потенціал. Показано можливість досягнення роздільної здатності $\sim 150 \text{ пс}$ (ПШПВ) і ККД близько 60% для 20-мм кристала з білим дифузним покриттям, обчислено просторову роздільну здатність, роздільний час та співвідношення сигнал-шум з/без урахуванням TOF потенціалу.

РОЗРОБКА, ВВЕДЕННЯ В ЕКСПЛУАТАЦІЮ ТА ПЕРШІ ВИМІРЮВАННЯ НА СПЕКТРОМЕТРІ LEETECH

**Д. Атті², С. Барсук¹, О. Безшийко³, Л. Бурмістров¹, А. Чаус²,
П. Кола², О. Федорчук³, Л. Голінка-Безшийко³, І. Каденко³,
В. Крилов^{1,3}, В. Кубицький¹, Р. Лопез⁴, Х. Монар¹,
В. Родін³, М. Тігов², Д. Томассіні⁴, А. Варіола¹**

¹ *Лабораторія лінійного прискорювача (LAL), Орсе, Франція*

² *Комісаріат атомної та альтернативної енергетики,
Інститут вивчення фундаментальних законів фізики (CEA IRFU),
Сакле, Франція*

³ *Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ, Україна*

⁴ *Європейський центр ядерних досліджень, Женева, Швейцарія*

У 2015 р. в лабораторії лінійного прискорювача LAL (Орсе, Франція) було введено в експлуатацію спектрометр електронів LEETECH (Low Energy Electron TECHnique), задачею якого є генерування пучків електронів з плавно регульованою енергією (0,1 - 3,5 MeV) та інтенсивністю (1 - 10^4 частинок в пучку) [1]. Областю використання такого джерела є різні задачі калібрувань

детекторів в зазначеному енергетичному діапазоні, а також тестування трекових систем, оскільки LEETECH дає змогу отримати мінімально іонізуючі частинки (Minimum Ionizing Particle, MIP).

У даній роботі представлено виготовлену апаратну частину LEETECH та програмне забезпечення для керування спектрометром. Описано процес вводу в експлуатацію даного джерела, перевірка його характеристик та порівняння їх з попередньо проведеними модельними розрахунками, представлено результати дослідження низьких інтенсивностей та розділення сигналу від окремих частинок в пучку за допомогою діамантового детектору [2].

У роботі продемонстровано доцільність підходу розсіяння електронів для генерації спектра та подальшого розділення їх за допомогою магнітного поля. Підтверджено здатність генерування пучків з декількох електронів. Підготовлено наступну серію вимірювань з піксельними газовими детекторами Micromegas/InGrid.

Дослідження було проведено в рамках наукової програми IDEATE International Associated Laboratory (LIA) та за часткової підтримки Державним фондом фундаментальних досліджень (Договір # Ф69/53-2016).

1. Attie D. et al. // Ядерна фізика та енергетика. - 2015. - Т. 16. - С. 337.
2. Kubytskyi V. et al. // Journal of Instrumentation. - 2017. - P. 02011.

ХАРАКТЕРИЗАЦІЯ ЧЕРЕНКОВСЬКОГО КВАРЦОВОГО ДЕТЕКТОРА НА СПЕКТРОМЕТРИ LEETECH

Д. Агті², С. Барсук¹, О. Безшийко³, Л. Бурмістров¹, А. Чаус², П. Кола², Л. Голінка-Безшийко³, І. Каденко³, В. Крилов^{1,3}, В. Кубицький¹, Р. Лопез⁴, Х. Монар¹, В. Родін³, М. Тігов², Д. Томасіні⁴, А. Варіола¹

¹ *Лабораторія лінійного прискорювача (LAL), Орсе, Франція*

² *Комісаріат атомної та альтернативної енергетики, Інститут вивчення фундаментальних законів фізики (CEA IRFU), Сакле, Франція*

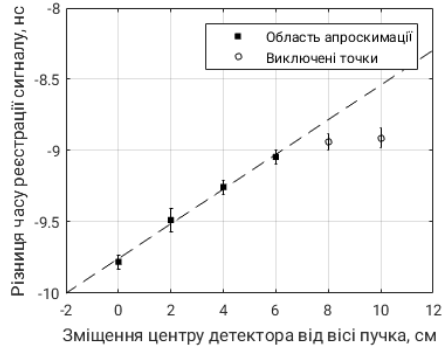
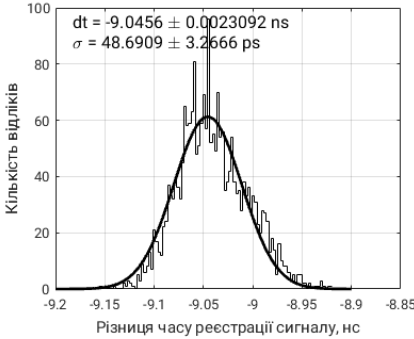
³ *Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ, Україна*

⁴ *Європейський центр ядерних досліджень, Женева, Швейцарія*

Однією з важливих задач реконструкції подій експериментів фізики високих енергій є ідентифікація частинок. Наразі існує декілька методик: за іонізаційними енергетичними втратами dE/dx , часопрольотною методикою, transition radiation та за кутом розповсюдження Черенковського випромінювання; кожна з них має переваги в певному діапазоні, та має свої конструкційні особливості.

у даній роботі описано моделювання та експериментальні дослідження часових характеристик кварцового детектору, що являє собою світловод для утвореного в ньому Черенковського випромінювання на спектрометрі

LEETECH (LAL, Орсе). Він отримав назву DIRC (Detector of Internally Reflected Cherenkov light) [1], був застосований в детекторних системах експериментів BaBar та SuperB [2] і наразі є кандидатом до трекової системи апгрейду тау-чарм фабрики (НІЕРА, А High Intensity Electron-Positron Accelerator, Пекін) [3].



Експериментально отримана часова роздільна здатність 50 пс. Результати відновлення позиції пучка за різницею часу прольоту описуються лінійною залежністю в області, де пучок повністю входить в детектор. Отримані результати узгоджуються з очікуваними та демонструють можливість застосування даного типу кварцових детекторів для визначення типу частинок.

Дослідження було проведено в рамках наукової програми IDEATE International Associated Laboratory (LIA) та часткової підтримки Державного фонду фундаментальних досліджень (Договір # Ф69/53-2016).

1. Coyle P. et al. // NIM A. - 1994. - Vol. 343.1. - P. 292 - 299.
2. Benitez J. et al. // NIM A. - 2008. - Vol. 595.1. - P. 104 - 107.
3. Liu J. Seminar talk at LAL, 2016.

МЕТОДИКА ВИЗНАЧЕННЯ ПЕРЕРІЗІВ ФОТОЯДЕРНИХ РЕАКЦІЙ ПРИ ОПРОМІНЕННІ ГАММА-КВАНТАМИ ГАЛЬМІВНОГО СПЕКТРА

О. Безшийко, Л. Голінка-Безшийко, В. Родін

Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ

Активізаційні методики вимірювання перерізів фотоядерних реакцій суттєво спрощують процедури вимірювань, дають змогу проводити вимірювання в найкращих фонових умовах, поза межами зон інтенсивних пучків опромінення та їх продуктів взаємодії з оточуючим середовищем.

На жаль станом на сьогодні відсутні інтенсивні пучки моноенергетичних

гамма-квантів з регульованою енергією. В основному використовують високоінтенсивні джерела гальмівних гамма-квантів з неперервним спектром складної форми, що може залежати від багатьох параметрів. Визначення перерізів з використанням у вхідному каналі гамма-випромінювання неперервного спектра суттєво ускладнює процедури обробки даних та може призводити до суттєвих систематичних похибок. В багатьох методиках форма спектра гамма-квантів вважається незмінною та добре відомою, нормування інтенсивностей потоків налітаючих гамма-квантів забезпечується моніторами дозиметричного типу. Навіть в області енергій гігантського дипольного резонансу (ГДР) такі наближення можуть призводити до помітних невизначеностей в кінцевому результаті. При енергіях налітаючих гамма-квантів вище 30 МеВ, де перерізи реакцій не перевищують кількох мілібарн та відсутні зразки-монітори з відомими перерізами, методики, які використовуються в області ГДР не ефективні.

У роботі пропонується методика визначення перерізів високопорогових фотоядерних реакцій, в якій форма спектра налітаючих гамма-квантів розраховується за допомогою програмного коду GEANT4 [1] з максимальним урахуванням геометрії експерименту. Нормування потоку налітаючих гамма-квантів проводиться за рахунок контролю кількості позитронів, народжених завдяки ефекту утворення електрон-позитронних пар. Позитрони виводяться із зони пучка спеціально створеним магнітним полем і по іонопроводу направляються до системи детектування.

Проводиться порівняння запропонованого методу зі стандартними методами для області ГДР.

1. URL: <http://geant4.web.cern.ch/geant4/>

ІЗОМЕРНІ ВІДНОШЕННЯ ДЛЯ ПРОДУКТІВ ФОТОЯДЕРНИХ РЕАКЦІЙ НА ^{103}Rh

**О. А. Безшийко¹, О. М. Водін², Л. О. Голінка-Безшийко¹, А. М. Довбня²,
І. М. Каденко¹, В. А. Кушнір³, В. В. Мітроченко³, С. М. Олійник²,
Г. Е. Туллер², С. С. Чолак¹, А. В. Грибок¹**

¹ Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ

² Інститут фізики високих енергій та ядерної фізики ННЦ ХФТІ, Харків

³ НДК «Прискорювач» ННЦ ХФТІ, Харків

Отримання нових експериментальних даних із взаємодії гамма-квантів з ядрами в діапазоні енергій (30÷100) МеВ дає можливість перевірки теоретичних та модельних підходів при дослідженні фотоядерних реакцій в області енергій вище гігантського дипольного резонансу та більш глибокого розуміння процесів взаємодії гамма-квантів з ядрами в цьому діапазоні енергій.

Було проведено вимірювання ізомерних відношень для ядер продуктів фотонейтронних реакцій на зразках ^{103}Rh для граничної енергії гальмівних гамма-квантів 75,4 МеВ. Опромінення проводилося γ -квантами гальмівного спектра лінійного прискорювача електронів НДК «Прискорювач» ННЦ ХФТІ ЛУ-40 з танталовою мішенню товщиною 1,05 мм. Енергетична роздільна здатність пучка електронів була не гірше 1 % при середньому струмі до 5 мкА. Для вимірювання наведеної активності зразків використовувалась спектрометрична система на базі напівпровідникового HPGe-детектору з відносною ефективністю 20 % та енергетичною роздільною здатністю 1,9 кеВ для лінії 1332 кеВ ^{60}Co . Калібровку по ефективності детектора була проведена на всіх відстанях „зразок – детектор”, для яких проводився набір апаратурних гамма-спектрів. Для калібровки використовувалися джерела з набору ОСГІ. Відхилення калібрувальних значень від лінійної залежності в подвійному логарифмічному масштабі не перевищувало 2 %.

Проведено порівняння експериментально виміряних значень ізомерних відношень з теоретично розрахованими величинами, отриманими з використанням коду TALYS [1]. Ізмерні відношення розраховувалися з урахуванням як статистичних механізмів перебігу фотоядерних реакцій, так і передрівноважних процесів.

1. *Koning A.J., Hilaire S., Duijvestijn M.C.* TALYS: Comprehensive nuclear reaction modeling // AIP Conf. Proc. - Vol. 769. - P. 1154 - 1159. - URL: <http://www.talys.eu>.

ТЕСТ ЧЕРЕНКОВСЬКОГО ДЕТЕКТОРА З ВИКОРИСТАННЯМ ДЖЕРЕЛА БЕТА-ВИПРОМІНЮВАННЯ

**О. Безшийко¹, Л. Бурмістров², П. Галін², Л. Голінка-Безшийко¹,
С. Дюбос², І. Каденко¹, А. Наточій^{1,2}, В. Пюіль², Ф. Рудницький²,
А. Стокі², В. Шома²**

¹ *Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ, Україна*

² *Лабораторія лінійного прискорювача (LAL), Орсе, Франція*

Експеримент UA9 в CERN досліджує можливість використання гнутих кремнієвих кристалів для відхилення частинок в прискорювачах високих енергій. У рамках даного дослідження детектор CrFM [1] (Cherenkov detector for proton flux measurements) було розроблено для того, щоб вимірювати потік протонів для різних експериментальних ситуацій. Заряджені частинки, які перетинають тонкі рухомі кварцові стержні, в первинному вакуумі SPS, продукують черенковське випромінювання. Під час роботи детектора спостерігалась розбіжність в кількості зареєстрованих протонів між двома каналами приладу більш ніж у 2 рази.

Протягом зимової (2016 - 2017 рр.) технічної перерви на LHC/SPS прискорювальному комплексі, CrFM детектор був знятий для подальшої діагностики. Проводився набір тестів із застосуванням нової техніки сканування кварцових стержнів черенковського радіатора з використанням джерела ^{90}Sr для знаходження кореня проблеми. В результаті досліджень було встановлено, що не зважаючи на складну, з оптичної точки зору, систему, основний вклад вносить різна якість полірування поверхні стержнів. За величину, що характеризує якість полірування, було взято ймовірність черенковського фотона здійснити повне внутрішнє відбивання від поверхні розмежування кварцу та повітря. Для першого та другого каналів детектора ця величина становить $0,983055 \pm 0,000031$ та $0,987866 \pm 0,000020$ відповідно.

Беручи до уваги отримані результати можна з легкістю пояснити різницю кількості зареєстрованих протонів між двома каналами детектора та в майбутньому використовувати дану техніку сканування для перевірки якості кварцових стержнів.

Дослідження було проведено в рамках наукової програми IDEATE International Associated Laboratory (LIA), та за часткової підтримки Державним фондом фундаментальних досліджень (Договір # Ф69/53-2016).

1. *Butrmistrov L. et al. // NIM A. - 2014. - Vol. 787. - P. 173 - 175.*

ИССЛЕДОВАНИЕ ПОВЕДЕНИЯ ^{137}Cs И ^{241}Am В ПОЧВАХ «РЫЖЕГО ЛЕСА»

**Д. М. Бондарьков, М. В. Желтоножская, Н. В. Кулич, В. И. Николаев,
А. И. Липская, Л. В. Садовников**

Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев

Продолжаются исследования миграции радионуклидов на полигоне «Рыжий лес». В 2016 г. отобраны пробы почвы на глубине 0 - 2 см. На Ge-спектрометре были проведены измерения спектров отобранных образцов в низкоэнергетической области для определения активности ^{137}Cs по K_{α} -излучению и ^{241}Am по γ 59 кэВ. В результате анализа для основного массива данных было получено соотношение $A(^{241}\text{Am})/A(^{137}\text{Cs}) = (5,2 \pm 0,5) \cdot 10^{-2}$. Хотелось бы отметить, что это соотношение хорошо коррелируется с данными 2012 г. $A(^{241}\text{Am})/A(^{137}\text{Cs}) = (4,4 \pm 0,6) \cdot 10^{-2}$ и значительно отличается от величины этого же отношения в 2002 г. - $A(^{241}\text{Am})/A(^{137}\text{Cs}) = (2,2 \pm 0,3) \cdot 10^{-2}$. Также на территории полигона обнаружены участки с аномальными соотношением $A(^{241}\text{Am})/A(^{137}\text{Cs}) = (2,0 \pm 0,1) \cdot 10^{-2}$ и повышенным содержанием ^{90}Sr ($A(^{90}\text{Sr})/A(^{137}\text{Cs}) \sim 2,0$). Проводится обсуждение полученных данных.

ПІДХІД ТА ПРОПОЗИЦІЇ ЩОДО РЕАЛІЗАЦІЇ НЕЙТРОННО-ФІЗИЧНИХ МЕТОДИК НА ПУЧКАХ ПРИСКОРЮВАЧІВ ІЯД НАН УКРАЇНИ ДЛЯ ПРАКТИЧНОЇ ЯДЕРНОЇ МЕДИЦИНИ

**А. Є. Борзаковський, О. К. Горпинич, Ю. П. Гриневич,
І. П. Дряпаченко, О. М. Поворозник, В. В. Осташко, В. М. Шевель**

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

У цій роботі автори розглядають об'єктивні умови, необхідність і можливість системної, результативної прикладної реалізації вже апробованих ними методик ядерно-фізичних досліджень на пучках прискорювачів для потреб клінічної медицини.

В Інституті ядерних досліджень НАН України накопичений багаторічний досвід експериментів і досліджень з нейтронами різних енергій. Щодо заявленої теми, то сорок років тому на пучку циклотрона У-120 був створений інфраструктурний комплекс для практичної онкотерапії із швидкими нейтронами, через який протягом десяти років (до самого Чорнобиля, який «забрав» і фізиків, і медиків) пройшло понад 500 пацієнтів[1]. Вже чверть віку, із 1992 р. цей комплекс законсервований. Циклотрон У-120 в робочому стані.

Схожа чвертьвікова історія існуючого в ІЯД комплексу виробництва фармпрепаратів[2]. Насамперед, ^{99}Tc , з використанням якого кожного дня у світі проводиться від сімдесяти до ста тисяч сканувань.. Україна зараз спроможна на десяток-два імпортованих з-за кордону проб за наявності розфасованих зразків препарату, виробленого в ІЯД на дослідницькому реакторі. Проблема у відсутності сертифікованої «чистої» прикінцевої лабораторії вартістю до ста тисяч доларів (це набагато менше ніж вартість одного, так і не використаного, танка) і, відповідно, ліцензії-фармстатті.

За ці тридцять років невгамований пошук і незупинний поступ дали ядерній медицині адронну терапію на синхротронах, спеціалізовані медичні циклотрони, брахітерапію та її «нейтронний» варіант – бор-нейтрон захватну терапію. Саме її треба розглядати, як найбільш близький до реалізації та перспективного впровадження ядерно-фізичних методів лікування онкологічних захворювань з використанням інфраструктури Інституту ядерних досліджень. Поза сумнівом, що, як і в інших ядерно-фізичних центрах світу, в ІЯД є вже цілий спектр джерел різноманітного випромінювання та відповідна система (приміщення, біологічний захист, системи транспортування пучків і т. ін.) санкціонованого їхнього супроводу. Відомі на сьогодні ядерно-технологічні вимоги до спектра нейтронів – їхня енергія в інтервалі 2 - 6 MeV – визначаються середньою довжиною пробігу нейтронів у біологічних тканинах, що буде оптимальним для необхідної термалізації нейтронів в необхідному місті (органі) тіла людини. Подальший розвиток цих робіт з необхідністю пов'язано

ний із розробкою та впровадженням мобільних джерел нейтронів для розповсюдження необхідних ядерно-медичних технологій поза потужними, але ексклюзивними ядерними центрами.

1. *Летов В.Н., Фесенко В.В., Ієвлев и др.* // Мед. радиология. - 1977. - № 10. - С. 34 - 40.
2. *Shevel V.N.* // International Nuclear Safety Journal. - 2014. - Vol. 3, No. 2. - P. 43 - 48.

ІЗОМЕРНІ ВІДНОШЕННЯ В ФОТОЯДЕРНИХ РЕАКЦІЯХ НА ІЗОТОПАХ МОЛБІДЕНУ В ОБЛАСТІ ГІГАНТСЬКОГО ДИПОЛЬНОГО РЕЗОНАНСУ

**І. М. Вишневський¹, В. І. Жеменік^{1,3}, Чан Дик Тхйєп², Чионг Тхі Ан²,
Фан Вьєт Кионг², Нгуєн Тхе Вільє², Буй Мінх Хує², А. Г. Бєлов³,
О. Д. Маслов³, Г. В. Мишинський³**

¹ Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

² Інститут Фізики АНТ В'єтнаму, Ханой, В'єтнам

³ Об'єднаний інститут ядерних досліджень, Дубна, РФ

Методом активації були визначені ізомерні відношення для пар ядер $^{97m,g}\text{Nb}$, $^{95m,g}\text{Nb}$ і $^{91m,g}\text{Mo}$, утворених в фотоядерних реакціях $^{98}\text{Mo}(\gamma, p)^{97m,g}\text{Nb}$, $^{96}\text{Mo}(\gamma, p)^{95m,g}\text{Nb}$ і $^{92}\text{Mo}(\gamma, n)^{91m,g}\text{Mo}$ в області гігантського дипольного резонансу (ГДР).

Максимальна енергія гальмівного випромінювання, МеВ	Ізомерне відношення (Yh/Yl) в реакції:		
	$^{98}\text{Mo}(\gamma, p)^{97m,g}\text{Nb}$	$^{92}\text{Mo}(\gamma, n)^{91m,g}\text{Mo}$	$^{96}\text{Mo}(\gamma, p)^{95m,g}\text{Nb}$
14	0,27 ± 0,03	0,37 ± 0,04	0,51 ± 0,04
15	0,41 ± 0,05	0,45 ± 0,05	0,60 ± 0,05
16	0,64 ± 0,07	0,52 ± 0,06	0,74 ± 0,07
17	0,85 ± 0,10	0,57 ± 0,07	1,05 ± 0,09
18	1,05 ± 0,12	0,59 ± 0,07	1,24 ± 0,11
19	1,24 ± 0,15	0,62 ± 0,07	1,39 ± 0,12
20	1,35 ± 0,16	0,65 ± 0,08	
21	1,65 ± 0,19	0,67 ± 0,08	1,83 ± 0,17
22	1,75 ± 0,21	0,66 ± 0,08	2,10 ± 0,19
23	1,78 ± 0,21	0,68 ± 0,08	2,16 ± 0,19
24	1,79 ± 0,21	0,67 ± 0,08	2,14 ± 0,19

Як джерело гамма-квантів використовувався потік гальмівного випромінювання електронів, енергія яких змінювалася з кроком 1 МеВ від 14 до 24 МеВ.

Мішень була виготовлена з натурального молібдену чистотою 99,99 %. Використовувався метод активації, наведена в мішені активність після відповідного періоду охолодження вимірялась з допомогою HPGe детектора з роздільною здатністю 1,8 кеВ на лінії ^{60}Co 1332 кеВ. Через велику різницю в періоді піврозпаду ізотопів $^{95\text{m.g}}\text{Nb}$ та $^{97\text{m.g}}\text{Nb}$, $^{91\text{m.g}}\text{Mo}$, доводилось проводити довге опромінення для першого з них та окреме коротке для останніх.

Одержані результати аналізуються, обговорюються і порівнюються з відповідними літературними даними з метою вивчення впливу енергії збудження, конфігурації нейтронів, ефекту каналів реакції та прямих і передрівноважних процесів в (γ , p) фотоядерних реакціях.

ПРЕЦИЗІЙНА СПЕКТРОСКОПІЯ КОРОТКОЖИВУЧИХ ЯДЕР-УЛАМКІВ ІЗ (γ , f)-РЕАКЦІЙ

І. М. Вишневський¹, В. І. Жеменік^{1,2}

¹ Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

² Об'єднаний інститут ядерних досліджень, Дубна, РФ

При опроміненні важких ядер γ -квантами з енергією, більшою за поріг реакції фотоподілу (γ , f), утворюються багато уламків з різною енергією збудження та різним часом життя. Прецизійна спектроскопія їх через це різноманіття є досить проблематичною. Але є розроблені методи, що дають змогу виділити серед них достатньо короткоживучі ізотопи.

Ідеї використовуються досить прості, але застосовувати їх можна лише для ядер деяких летючих речовин. Вперше це було використано при створенні джерела іонів нейтроннонадлишкових ядер для подальшого їхнього транспортування та прискорення в циклотронах по проекту DRIBs-2 (Dubna Radioactive Ion Beam's).

Суть метода в наступному. Потік γ -квантів, який сам утворюється як гальмівне випромінювання пучка електронів мікротрона на вибраній мішені, падає на мішень важких ядер, на яких досліджуються (γ , f)-реакції. Утворюється багато ядер-уламків по всій товщині мішені. Товщина якої вибирається так, щоб кінетична енергія утворених уламків давала змогу їм вилетіти з мішені. Деякі ядра-уламки зупиняються в мішені. Сама мішень розміщена в тонкостінному циліндрі з двома отворами, в один подається т.з буферний газ, а через другий йде самостійний витік газу. Ядра-уламки вилітають із мішені і підхоплюються створеним направленим потоком цього буферного газу (наприклад, азоту або гелію). На виході із циліндру розміщено фільтр, який затримує всі уламки, за винятком ядер летючих елементів.

Останні переносяться до збірника, що охолоджується рідким азотом і на який осідають і утримуються ці короткоживучі ядра-уламки поділу і тут же проводяться прецизійні спектрометричні вимірювання (таким збірником мо-

жуть бути внутрішні стінки охолоджуваної мідної трубки, через який прокачується буферний газ). Для різних задач розроблені і інші системи такого виділення та транспортування короткоживучих ядер-уламків поділу.

З використанням такої системи були проведені дослідження виходів ізотопів криптону та ксенону на ядрах ^{232}Th , ^{237}Np , ^{238}U , ^{243}Am , ^{244}Pu и ^{248}Cm з метою дослідження мод поділу та отримання експериментальної інформації про поділ ядер, перспективних чи можливих для використання в атомній енергетиці.

АБСОЛЮТНІ ВИМІРЮВАННЯ ДОЗИ РАДІАЦІЇ НА БЕТАТРОНІ

**І. І. Гайсак¹, Я. Вармуза², К. Катовскі², В. О. Мартишчикін¹,
О. Г. Окунев¹, М. Т. Саболчій¹**

¹ Ужгородський національний університет, Ужгород, Україна

² Технологічний університет Брно, Брно, Чехія

Особливістю бетатрона Б-25 в Ужгородському національному університеті є той факт, що з прискорювальної камери виводиться не прискорений електронний пучок, а пучок гальмівних гамма-квантів, утворених на внутрішній конвертаційній мішені.

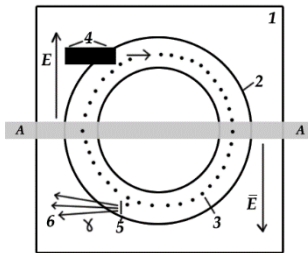


Рис. 1 Схема будови бетатрона: 1 – електромагніт; 2 – прискорювальна камера бетатрона; 3 – орбіта електронів; 4 – інжектор; 5 – гальмівна мішень; 6 – гальмівне випромінювання. Вектори E та H – напруженості вихрового електричного та магнітного полів.

Схема будови бетатрона наведена на рис. 1. Електрони із інжектора 4 захоплюються на рівноважну орбіту та прискорюються вихровим електричним полем, що викликається змінним перемінним магнітним полем електромагніту 1. У кінці циклу прискорення електрони попадають на гальмівну мішень 5, після якої сформований пучок гамма-квантів покидає прискорювальну камеру.

Випромінювання бетатрона носить імпульсний характер з частотою повторення, рівній частоті магнітного поля (50 Гц). Енергетичний спектр гамма-квантів має неперервну форму в діапазоні від нуля до енергії прискореного пучка електронів. Інтенсивність і геометричні розміри виведеного пучка гамма-квантів залежать від енергії прискорених електронів. При зниженні енергії електронів знижується інтенсивність пучка гамма-квантів і зростає його

розбіжність. Найбільш ефективно бетатрон використовується для енергій прискорених електронів в межах 10 - 25 MeV.

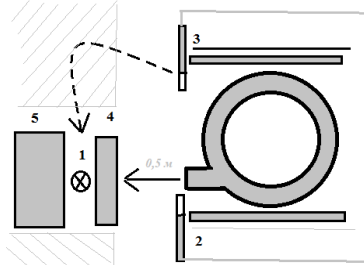


Рис 2. Схема експерименту, для вимірювання радіаційної дози під час роботи бетатрона Б25: 1 – мішень; 2 – камера з алюмінієвим ковпачком; 3 – кулькова камера; 4 – прохідна камера; 5 – абсолютна камера.

Для визначення абсолютного значення експозиційної дози використовується абсолютна (товста) іонізаційна камера, в якій повністю поглинається всі гамма-кванти пучка.

Коректність показів абсолютної камери контролюється шаровою камерою 3, яка незалежно калібрується спеціальним еталонним джерелом гамма-квантів. Отримані результати калібровок відповідають паспортним даним прискорювача.

Дана робота виконана в рамках наукового гранту Міністерства Освіти і Науки України за реєстраційним номером 0115U001098.

1. *Гурин А.Г., Ложкин Р.С.* Требования к параметрам линейных индукционных ускорителей, применяемых для очистки воды // Вісн. НТУ «ХПІ». - 2003. - Т. 4. - С. 83 - 86.
2. *Москалев В.А., Чахлов В.Л.* Бетатроны. - Томск: Изд-во Томского политех. ун-та, 2009. - 267 с.

ПРУЖНЕ ТА НЕПРУЖНЕ РОЗСІЯННЯ ІОНІВ $^{14,15}\text{N}$ ЛЕГКИМИ ЯДРАМИ

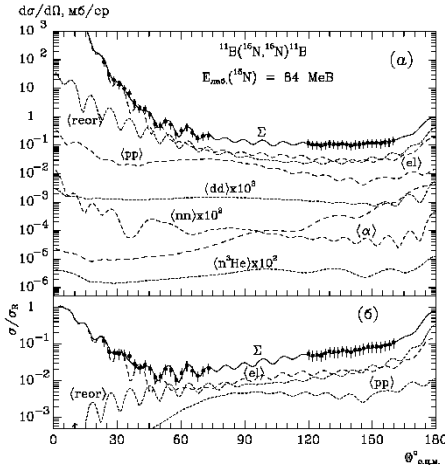
О. В. Герашенко

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

Отримано нові експериментальні дані диференціальних перерізів пружного та непружного розсіяння іонів ^{14}N ядрами ^{11}B при енергії $E_{\text{лаб.}}(^{14}\text{N}) = 88$ MeV, іонів ^{15}N ядрами ^{11}B при енергії $E_{\text{лаб.}}(^{15}\text{N}) = 84$ MeV, а також іонів ^{14}N ядрами ^7Li при енергії $E_{\text{лаб.}}(^{14}\text{N}) = 80$ MeV. Експериментальні дані досліджуваних ядерних процесів були отримані на циклотроні С-200Р Лабораторії важких іонів Варшавського університету. На експериментальній установці «ICARE» проводилися вимірювання для дослідження розсіяння іонів ^{14}N та ^{15}N на ядрах мішені ^{11}B . Експеримент із дослідження взаємодії пучка іонів ^{14}N з ядрами ^7Li проводився на установці «Сирена».

Експериментальні дані проаналізовано за методом звязаних каналів

реакцій із включенням у схему зв'язків каналів пружного й непружного розсіяння процесу реорієнтації спінів ядер та найпростіших реакцій передачі нуклонів та кластерів. У МЗКР-розрахунках використовувались спектроскопічні амплітуди нуклонів і кластерів, обчислені в рамках трансляційно-інваріантної моделі оболонки (ТИМО).



Диференціальні перерізи пружного розсіяння $^{11}\text{B}(^{15}\text{N}, ^{15}\text{N})^{11}\text{B}$ при енергії $E_{\text{лаб.}}(^{15}\text{N}) = 84$ МеВ. Криві – МЗКР-розрахунки для одно- і двоступінчастих передач нуклонів і кластерів.

Визначено параметри оптичних потенціалів взаємодії іонів ^{14}N з ядрами ^7Li і ^{11}B , іонів ^{15}N з ядрами ^{11}B , а також параметри деформації ядер ^7Li , ^{14}N та ^{15}N . Проаналізовано механізми пружного і непружного розсіяння іонів ^{14}N з ядрами ^7Li і ^{11}B при енергіях $E_{\text{лаб.}}(^{14}\text{N}) = 88$ МеВ та $E_{\text{лаб.}}(^{14}\text{N}) = 80$ МеВ, іонів ^{15}N з ядрами ^{11}B при енергії $E_{\text{лаб.}}(^{15}\text{N}) = 84$ МеВ. Досліджено ізотопічні відмінності оптичних ядро-ядерних потенціалів взаємодії ядер $^6, ^7\text{Li} + ^{14}\text{N}$, $^{11}\text{B} + ^{14, 15}\text{N}$.

ПЕРЕРІЗИ РЕАКЦІЙ $^3\text{H}(\alpha, d)^5\text{He}$ ПРИ ЕНЕРГІЇ α -ЧАСТИНОК 84,2 МеВ

**В. І. Гранцев, К. К. Кісурін, С. Є. Омельчук, О. А. Понкратенко,
Ю. С. Рознюк, Б. А. Руденко, Л. І. Слюсаренко, Б. Г. Стружко**

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

Інклюзивні спектри дейтронів із реакції $\text{T}(\alpha, d)^5\text{He}$ отримано при енергії α -частинок 84,2 МеВ на циклотроні У-240 ІЯД НАН України. Вимірювання проводилося на мішені ТТі, що являє собою титанову плівку, насичену тритієм, а також на мішені з чистого титану для визначення тла. Енергетичні спектри характеризуються наявністю інтенсивного піка, що відповідає утворенню основного стану ^5He у прямому процесі. Збуджені стани ^5He мають помітно меншу інтенсивність. Аналіз енергетичних спектрів дейтронів із

реакції $T(\alpha, d)$ проводився з урахуванням як квазівільного розсіювання альфа частинок на дейтронному кластері в ядрі тритію, так і резонансних процесів. Як показують дослідження, в спектрах дейтронів переважає внесок утворення ${}^5\text{He}$ в основному та збуджених станах з реакції $T(\alpha, d){}^5\text{He}$, що є прямим процесом. Отримано попередні кутові розподіли дейтронів з реакції ${}^3\text{H}(\alpha, d){}^5\text{He}$ для основного стану ${}^5\text{He}$. Проведено аналіз кутового розподілу за методом зв'язаних каналів.

ДОСЛІДЖЕННЯ ${}^3\text{H}(\alpha, \alpha){}^3\text{H}$ РОЗСІЯННЯ ПРИ $E_\alpha = 84,2$ МеВ

**В. І. Гранцев, К. К. Кісурін, С. Є. Омельчук, О. А. Понкратенко,
Ю. С. Рознюк, Б. А. Руденко, Л. І. Слюсаренко, Б. Г. Стружко**

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

На циклотроні У-240 ІЯД НАН України проведено вимірювання інклюзивних спектрів альфа-частинок та тритонів на виведеному пучку іонів гелію з енергією $E_\alpha = 84,2$ МеВ. В експерименті використовувалися самопідтримувані тритій-титанові мішені (ТТі) з масою сорбенту на одиницю площі $5,39$ і $5,37$ мг/см² та активністю – $5,8$ і $5,7$ Кі відповідно, а також титанова мішень товщиною $5,0$ мг/см² – для визначення тла. Для отримання диференціальних перерізів пружного αt – розсіяння вимірювалися як спектри α -частинок, так і тритонів віддачі. Інклюзивні спектри пружно розсіяних α -частинок ядрами тритію та титану отримано в діапазоні кутів $10,5^0 \leq \theta_{\text{лаб}} \leq 40,5^0$, а тритонів з реакцій $T(\alpha, t)$ і $Ti(\alpha, t)$ – у діапазоні $15^0 \leq \theta_{\text{лаб}} \leq 58^0$. Визначено кутовий розподіл ${}^3\text{H}(\alpha, \alpha){}^3\text{H}$ у діапазоні кутів $24,7^0 \leq \theta_{\text{ц.м.}} \leq 149,6^0$ при $E_\alpha = 84,2$ МеВ. Проведено порівняння з існуючими літературними даними з ${}^3\text{He}(\alpha, \alpha){}^3\text{He}$ та з ${}^4\text{He}({}^3\text{He}, {}^3\text{He}){}^4\text{He}$ пружного розсіяння. Досліджено енергетичну залежність кутових розподілів в діапазоні енергій 10 МеВ $\leq E_{\text{ц.м.}} \leq 40$ МеВ, де спостерігаються помітні структурні зміни в кутових розподілах при збереженні глибокого мінімуму при $\theta_{\text{ц.м.}} \sim 100^0$. Аналіз кутових розподілів пружного αt -розсіяння проведено за оптичною моделлю та методом зв'язаних каналів з урахуванням каналу ${}^3\text{H}(\alpha, d){}^5\text{He}$.

ВИЗНАЧЕННЯ ПОВНОГО НЕЙТРОННОГО ПЕРЕРІЗУ ГАФНІЮ НА ФІЛЬТРОВАНОМУ ПУЧКУ НЕЙТРОНІВ З ЕНЕРГІЄЮ 2 кеВ

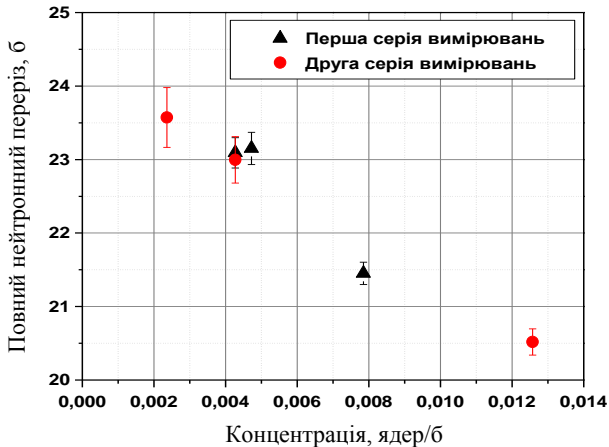
О. О. Грицай, А. К. Гримало, В. А. Пшеничний

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

У доповіді буде представлено результати вимірювань повного нейтронного перерізу природного гафнію при енергії 2 кеВ. Вимірювання проведено методом пропускання на 9-му експериментальному горизонтальному каналі

(ГЕК-9) Київського дослідницького реактора ВВР-М.

В експерименті використовувалось 6 зразків металічного ^{nat}Hf (хімічна чистота по гафнію - 99,26 %) з товщинами від $0,00236 \pm 0,00004$ до $0,01257 \pm 0,00004$ ядер/б. Було проведено дві серії вимірювань. Ефективні повні нейтронні перерізи, отримані в кожній із серій вимірювань, представлено на рисунку.



Залежність повного нейтронного перерізу ^{nat}Hf від товщини зразка.

Як видно з рисунка, спостерігається ефект резонансного самоекранування, тобто при зменшенні товщини зразка, збільшується значення ефективного повного нейтронного перерізу.

Для визначення експериментального значення неекранованого перерізу ^{nat}Hf проведено MCNP-розрахунки. Моделювання виконувались з тими ж параметрами зразків, що і в експерименті, а також додатково було прораховано п'ять більш тонких зразків. Використовувались дані з двох БОЯД, в яких спостерігається найбільша відмінність в даних: ENDF/B-VI та CENDL-3.1. Для кожного набору розрахункових перерізів проведено екстраполяцію до нульової товщини поліномом другого порядку. Отримане значення неекранованого перерізу $\sigma^{неекр.}$ становить: $\sigma^{неекр.} = 34,76 \pm 0,03$ б та $\sigma^{неекр.} = 23,72 \pm 0,04$ б для бібліотек ENDF/B-VI та CENDL-3.1 відповідно. Порівняльний аналіз показав, що наші експериментальні результати найкраще узгоджуються з БОЯД CENDL-3.1.

Середнє значення експериментальної величини неекранованого перерізу (по шести зразкам) становить: $\langle \sigma_{експ}^{неекр.} \rangle = 24,81 \pm 0,43$ б.

РОЗРОБКА МЕТОДУ ВИЗНАЧЕННЯ ВМІСТУ ВОДНЮ В ГІДРИДІ ТИТАНУ НА ФІЛЬТРОВАНИХ НЕЙТРОННИХ ПУЧКАХ

О. О. Грицай¹, Р. А. Друцький²

¹ Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

² Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ

Гідриди металів використовуються у науці та промисловості як компактні та зручні джерела водню [1], як матеріал для порошкової металургії [2], а також, завдяки великому вмісту водню, можуть використовуватися як відбивачі та сповільнювачі нейтронів у ядерній енергетиці. Так, потреби практики стимулюють дослідження та розробку нових методів синтезу гідридів металів у промислових масштабах. У зв'язку з цим важливим є розробка методів аналізу (особливо неруйнівних) вмісту атомів водню в складі гідриду металу, що необхідно для супроводжуючого контролю при розробці та виборі найбільш ефективних технологій синтезу гідридів. Серед неруйнівних методів аналізу значне місце посідають ядерно-фізичні методи.

Один з таких неруйнівних методів аналізу стехіометричного складу гідридів металів було розвинуто у ВНФ і описано у роботі [3]. Цей метод базувався на аналізі повних нейтронних перерізів зразків гідридів для повільних нейтронів, виміряних по методу пропускання з використанням спектрометра за часом прольоту. На жаль, на сьогодні використання часопробної методики на Київському дослідницькому реакторі (КДР) не є можливим, тому з'явилась необхідність адаптації цього методу для методики фільтрованих нейтронних пучків, яка зараз активно використовується в ІЯД НАН України.

У представленій роботі проаналізовано можливість використання всіх квазімоноенергетичних нейтронних пучків (які можуть бути реалізовані на КДР) для визначення вмісту водню в гідриді титану. Розроблено критерії вибору найбільш оптимальних діапазонів енергії нейтронів для визначення вмісту водню в гідриді титану з заданою точністю. Найбільш прийнятним виявився діапазон з середньою енергією нейтронів 2 кеВ і енергетичною шириною до 10 %. Розраховано декілька варіантів фільтрів з середньою енергією 2 кеВ, які в подальшому можуть бути використані в експерименті по визначенню вмісту водню в гідриді титану на КДР, а також проведено модельні розрахунки перерізів гідридів титану, усереднених по спектрах, при вмісті водню від 1 до 3.

1. *Züttel Andreas*. Materials for hydrogen storage // *Materials Today*. - 2003. - Vol. 6, Iss. 9. - P. 24 - 33.
2. *Бондарєва К.О.* Фазові та структурні перетворення при синтезі титанових сплавів із порошкових сумішей: автореф. дис. ... канд. техн. наук / НАН України. Ін-т металознавства ім. Г. В. Курдюмова. - К., 2005. - 20 с.
3. *Ворона П.М., Кальченко О.І., Кривенко В.Г.* Метод визначення стехіометричного складу гідридів металів за допомогою повільних нейтронів. - *Ядерна фізика та енергетика*. - 2014. - Т. 15, № 2.

ЗАДАЧІ ТА МОЖЛИВОСТІ УКРАЇНСЬКОГО ЦЕНТРУ ЯДЕРНИХ ДАНИХ

О. О. Грицай, О. І. Кальченко

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

У доповіді буде надано коротку інформацію про результати діяльності Українського центру ядерних даних за поточний рік за кожним з нижче наведених напрямків його діяльності, вміст та структуру сайту УкрЦЯД (<http://ukrncd.kinr.kiev.ua/>), а також сформульовано сучасні вимоги до представлення ядерно-фізичної інформації авторами наукових публікацій, що сприятиме оперативному введенню експериментальних даних в міжнародну базу.

Український Центр Ядерних Даних (УкрЦЯД/UkrNDC) було створено в 1996 р. Починаючи з 1998 р. УкрЦЯД входить до мережі Центрів ядерних даних, що працюють під егідою МАГАТЕ. На сьогодні у світі існує 13 Центрів ядерних даних, напрямки діяльності яких хоч і різняться за об'ємом та змістом (залежно від статусу Центру та його підтримки національними урядами), але головною задачею для всіх Центрів є збір та розповсюдження ядерно-фізичної інформації, що створена зусиллями всієї наукової спільноти.

Основними напрямками діяльності УкрЦЯД є:

1. Інформаційна підтримка запитів на ядерні дані.
2. Компіляція експериментальних даних, отриманих українськими вченими, представлення їх у форматі EXFOR для включення до світового банку експериментальних даних CSISRS/EXFOR.
3. Допомога в підготовці багатогрупових бібліотек для потреб ядерних технологій в Україні.
4. Розповсюдження комп'ютерних програм для фундаментальних і прикладних розрахунків.
5. Надання послуг в отриманні ядерних даних користувачам в Україні.

НОВА ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНА УСТАНОВКА ДЛЯ СТИМУЛЮВАННЯ РОЗРЯДКИ $^{178m2}\text{Hf}$ ІЗОМЕРУ НИЗЬКОЕНЕРГЕТИЧНИМИ ГАММА-КВАНТАМИ

В. І. Дідковський, В. І. Кирищук

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

Практично відразу після винаходу мазерів і лазерів, з'явилися пропозиції щодо створення лазера в гамма-діапазоні (тобто гразера), але до цього часу гразери все ще лишаються фантастикою. Наші останні експериментальні результати доводять – ключовий крок, який стосується ефективного вивільнення енергії (тригерінгу) ядерних ізотопів, що в принципі може забезпечити лазерне

випромінювання в гамма-діапазоні, все таки зроблено [1 - 3].

Механізм тригерінгу $^{178m2}\text{Hf}$ ізомеру поки що до кінця не зрозумілий. У межах декількох σ зафіксоване підсилення інтенсивностей всіх каскадних переходів збігається і це не дає змоги не тільки побудувати, але й щось стверджувати про схему стимульованого розпаду $^{178m2}\text{Hf}$ ізомеру. Останній наш експеримент – спроба отримати максимум можливого, як з нашої установки, яка дає змогу опромінювати мішень електронами з енергією 30 кеВ, так і з наявних ізомерних мішеней [3].

Тому з'явилася нагальна потреба в розробці нової експериментальної установки, яка б дала змогу використовувати більш потужні катоди. Це дасть змогу збільшити не тільки інтенсивність опромінення, а й час життя катодів також. У першому випадку очікується більший ефект, а в другому – накопичення більшої статистики, що могло б дати змогу з'ясувати механізм тригерінгу $^{178m2}\text{Hf}$ ізомеру.

Ще одна причина розробки нової експериментальної установки – вразливість попередньої установки, оскільки вона була більш орієнтована на використання рентгенівських трубок. На відміну від рентгенівських трубок, які після відпрацювання свого ресурсу просто замінюються, наші катоди згорають і під час цього досить часто виходить з ладу високовольтна частина блоку управління. Нова ж експериментальна установка, оскільки побудована за кардинально іншим принципом, практично не чутлива до таких стресових ситуацій.

Наступні кроки дослідження тригерінгу $^{178m2}\text{Hf}$ ізомеру будуть детально обговорені.

1. Kirischuk V.I., Strilchuk N.V. // Current Problems in Nuclear Physics and Atomic Energy: Proc. 4th Int. Conf. (Kyiv, 3 - 7 Sept., 2012). - Kyiv, 2013. - P. 396.
2. Dovbnya A.M., Kandybey S.S., Kirischuk V.I. et al. - Current Problems in Nuclear Physics and Atomic Energy: Proc. 4th Int. Conf. (Kyiv, 3 - 7 Sept., 2012). - Kyiv, 2013. - P. 378.
3. Kirischuk V.I., Ageev V.A., Dovbnya A.M. et al. // Phys. Lett. B. - 2015. - Vol. 750. - P. 89.

АВТОИОНИЗАЦИЯ АТОМОВ Та ПРИ ЭЛЕКТРОННОМ ЗАХВАТЕ ^{181}W

**С. С. Драпей, В. А. Желтоножский, А. Н. Саврасов,
Н. В. Стрильчук, В. П. Хоменков**

Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев

Проведено исследование возбуждения К-оболочки ^{181}Ta при электронном захвате ^{181}W ($T_{1/2} = 121$ сут). Ядра ^{181}W нарабатывались в (n, γ)-реакции на реакторе ВВР ИЯИ НАНУ при облучении мишени из естественного вольфрама. При электронном захвате ^{181}W с вероятностью 99,9% распад идет в

основное и первое возбужденное состояние с энергией 6 кэВ, $Q_{EC} = 188$ кэВ. С учетом такой схемы распада была использована методика суммирования совпадающих K_{X} -квантов. Вероятность автоионизации при электронном захвате, как правило, меньше 10^{-4} от вероятности распада, поэтому необходимо проводить исследования с большими потоками K_{X} -излучения. Большие потоки K_{X} -квантов приводят к образованию случайных совпадений, на порядок превышающих ожидаемый эффект от автоионизации. Для учета вклада случайных совпадений измерения проводились со смешанными источниками $^{181}\text{W} + ^{241}\text{Am}$ $^{181}\text{W} + ^{109}\text{Cd}$. Измерения проводились на Ge-спектрометре с энергетическим разрешением 500 эВ на K_{α} Та, это позволило разделить $K_{\alpha 1}$ и $K_{\alpha 2}$ пики, что существенно повысило точность обработки пиков суммирования.

В результате проведенных исследований впервые измерены вероятность автоионизации Та при электронном захвате ^{181}W и она оказалась равной $P_{KK} = (2,2 \pm 0,4) \cdot 10^{-4}$.

Проводится обсуждение полученных данных.

ДОСЛІДЖЕННЯ $^{179m2}\text{Hf}$ В (γ, n) -РЕАКЦІЇ НА ЯДРАХ ГАФНІЮ ТА ТАНТАЛУ

В. О. Желтоножський, А. М. Саврасов

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

Вивчення перерізів та виходів заселення високоспінових K -ізомерних станів дозволяє отримати різноманітну інформацію як про структуру збуджених рівнів в неперервній та дискретній областях збудження, так і про механізми протікання ядерних реакцій. Одним із таких K -ізомерів є $^{179m2}\text{Hf}$ і тому метою нашої роботи являється дослідження перерізів напрацювання $^{179m2}\text{Hf}$ в реакціях з гальмівними гама-квантами для величини енергії, яка перевищує діапазон величин енергії гігантського дипольного резонансу.

Вимірювання перерізів та виходів напрацювання $^{179m2}\text{Hf}$ ($T_{1/2} = 25$ д., $J^{\pi} = 25/2^{-}$) проводилось на мішенях природного ізотопного складу гафнію та танталу після опромінення їх гальмівними гамма-квантами з величиною граничної енергії 37 МеВ. Опромінення проводилось на лінійному прискорювачі електронів ЛУЕ-40 Харківського фізико-технологічного інституту НАН України. Вимірювання активностей здійснювалось в окремій низькофоновій лабораторії за допомогою γ -спектрометрів, зібраних на базі HPGe-детекторів з енергетичною роздільною здатністю 1,8 - 2 кеВ на гама-лініях ^{60}Co та ефективністю реєстрації 15 - 40 % порівняно з NaI(Tl)-детектором розмірами 3"ЧЗ".

Отримані величини перерізів наведено в таблиці.

Реакція	$^{181}\text{Ta}(\gamma, pn(d))^{179}\text{Hf}^{m2,g*}$	$^{180}\text{Hf}(\gamma, n)^{179}\text{Hf}^{m2,g}$		
E, MeB	37	37	15,1	17,5
E*	24,9	28,5	6,6	9
σ^{int} , мкб/MeB	0,72(10)	0,71(7)	3,1(3)	0,75(8)

* Для розрахунку перерізів використовували реакцію (γ, d) оскільки вона має нижчий енергетичний поріг. E* - енергія збудження залишкового ядра.

Зниження перерізу (γ, n)-реакції із зростанням граничної енергії гальмівних γ -квантів вказує на зростання внеску передрівноважних процесів, при яких вилітаючий нейтрон виносить значний кутовий момент, залишаючи залишкове ядро збіднене високо спіновими збудженими рівнями.

Проводиться обговорення отриманих результатів.

ИССЛЕДОВАНИЕ ИЗОМЕРНЫХ ОТНОШЕНИЙ $^{95m,g}\text{Nb}$ И $^{133m,g}\text{Xe}$ ПРИ ФОТОДЕЛЕНИИ ^{238}U

**В. А. Желтоножский¹, И. Н. Вишневский¹, О. И. Давидовская¹,
А. Н. Саврасов¹, Е. Н. Солодовник², В. А. Плюйко², А. Н. Горбаченко²**

¹ *Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев*

² *Киевский национальный университет имени Тараса Шевченко, Киев*

Измерены изомерные отношения выходов $Y_{(9/2)}/Y_{(1/2)}$ для $^{95m,g}\text{Nb}$ и $Y_{(11/2)}/Y_{(3/2)}$ для $^{133m,g}\text{Xe}$ при фотоделении ^{238}U тормозными гамма-квантами с граничной величиной энергии 12,5 МэВ. Облучение проводилось на ускорителе М-30 Ужгородского института электронной физики. Набор γ -спектров осуществлялся с помощью спектрометров собранных на базе сверхчистых германиевых детекторов. При энергии 12,5 МэВ деление происходит только по каналу (γ, f).

Измерения выполнялись активационным методом посредством определения соотношения активностей ядер ^{95}Zr ($T_{1/2} = 64$ сут), ^{95m}Nb ($T_{1/2} = 86,6$ ч) и ^{95g}Nb ($T_{1/2} = 35$ сут) и ^{133}I ($T_{1/2} = 20,8$ ч), ^{133m}Xe ($T_{1/2} = 2,19$ сут) и ^{133g}Xe ($T_{1/2} = 5,24$ сут). Спектры фотоделения записывались с различными временными интервалами. Для анализа использовались экспозиции близкие к соответствующим периодам полураспада.

В результате проведенных измерений, впервые получены величины изомерных отношений для $^{95m,g}\text{Nb}$: $Y_{(9/2)}/Y_{(1/2)} = 0,66 \pm 0,04$ и $Y_{(11/2)}/Y_{(3/2)} = 0,34 \pm 0,06$ для $^{133m,g}\text{Xe}$. Проводится обсуждение полученных данных.

АНАЛІЗ ДАНИХ ЕКСПЕРИМЕНТУ З ПОШУКУ ПОДВІЙНОГО БЕТА-РОЗПАДУ ^{106}Cd ЗА ДОПОМОГОЮ ЗБАГАЧЕНОГО СЦИНТИЛЯЦІЙНОГО ДЕТЕКТОРА $^{106}\text{CdWO}_4$ У ЗБІГАХ З ДЕТЕКТОРАМИ CdWO_4

М. М. Зарицький^{1,2}, О. Г. Поліщук², Ф. А. Даневич²

¹ Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ

² Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

Пошук подвійного бета-розпаду (2β) відіграє важливу роль у визначенні природи нейтрино, дослідженнях властивостей слабкої взаємодії, пошуках ефектів за межами Стандартної моделі елементарних частинок. Ізотоп ^{106}Cd , що є об'єктом дослідження, має одну з найбільших енергій розпаду $Q_{2\beta} = 2775,39(10)$ кеВ і порівняно високу концентрацію ізотопу у природній суміші ізотопів кадмію $\delta = 1,25$ %, що робить це ядро одним із найбільш привабливих для дослідження процесів подвійного електронного поглинання, електронного поглинання з випромінюванням позитрона і подвійного позитронного розпаду.

Кристал вольфрамату кадмію $^{106}\text{CdWO}_4$ являє собою радіаційно чистий сцинтилятор масою 216 г зі збагаченням по ^{106}Cd до 66 % [1]. Сцинтилятор $^{106}\text{CdWO}_4$ проглядається через світловід із вольфрамату свинцю (виготовлений із археологічного свинцю) низькофононим фотоелектронним помножувачем [2]. Детектор $^{106}\text{CdWO}_4$ оточений двома сцинтиляційними детекторами з кристалами CdWO_4 із природним складом кадмію для реєстрації гамма-квантів, що можуть випромінюватися у процесах 2β -розпаду ^{106}Cd . Детектори розташовані у мідному захисті установки DAMA/Cryst товщиною 10 см з розмірами порожнини для розміщення детекторів $82 \times 16 \times 14$ см³. Мідний захист оточений шаром свинцю товщиною 10 см. Установка продувається надчистим азотом для витіснення радону. Експеримент ведеться у підземній лабораторії Гран Сассо (Італія) на глибині 3600 м водяного еквіваленту.

Побудовано залежності: енергетичної роздільної здатності детекторів $^{106}\text{CdWO}_4$ і CdWO_4 від енергії гамма-квантів, форми сигналів для гамма-квантів і альфа-частинок від енергії у детекторі $^{106}\text{CdWO}_4$, розподіли часових інтервалів між сигналами у основному і допоміжних детекторах при одночасній реєстрації гамма-квантів для різних енергій гамма-квантів, що поглинаються в детекторах CdWO_4 . Отримано енергетичні спектри фону детектора $^{106}\text{CdWO}_4$ у збігах (з анігіляційними гамма-квантами 511 кеВ) та антизбігах з детекторами CdWO_4 (забільше ніж 4 тис. год. вимірювань). Застосовуючи методи часово-амплітудного аналізу і аналізу форми сигналів було визначено рівень радіоактивної забрудненості сцинтилятора $^{106}\text{CdWO}_4$ і знижено фон детектора $^{106}\text{CdWO}_4$ за рахунок відкидання подій альфа-розпадів торію і урану та їхніх дочірніх.

1. *Bellietal P.* Development of enriched $^{106}\text{CdWO}_4$ crystal scintillators to search for double β decay processes in ^{106}Cd // Nucl. Instrum. Meth. A. - 2010. - Vol. 615. - P. 301.
2. *Bellietal P.* Search for 2β decay of ^{106}Cd with an enriched $^{106}\text{CdWO}_4$ crystal scintillator in coincidence with four HP Gedetectors // Phys. Rev. C. - 2016. - Vol. 93. - P. 045502.

ГАММА-КВАНТИ ПРИ ВЗАЄМОДІЇ ШВИДКИХ НЕЙТРОНІВ З ЯДРАМИ $^{\text{nat}}\text{Sn}$ ТА $^{\text{nat}}\text{C}$

**І. М. Каденко¹, В. А. Плюйко¹, Б. М. Бондар^{1,2}, О. М. Горбаченко¹,
Б. Ю. Лещенко^{1,3}, К. М. Солодовник¹**

¹ *Кафедра ядерної фізики, Київський національний університет
імені Тараса Шевченка, Київ*

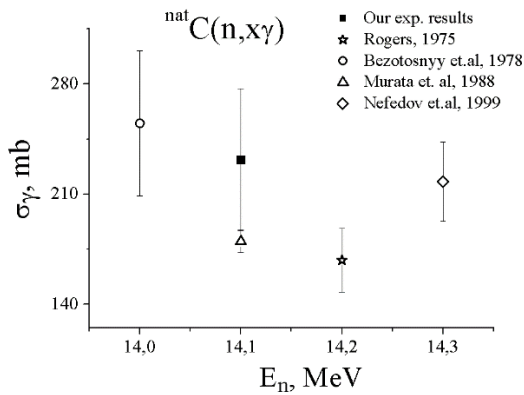
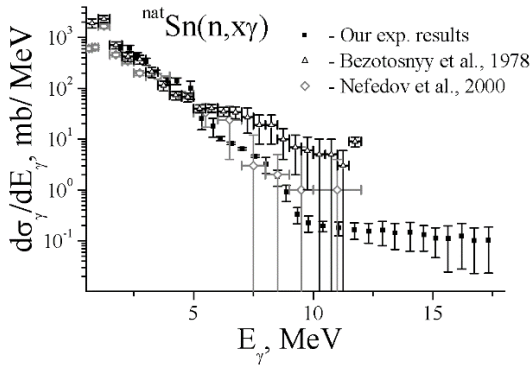
² *Всеукраїнський центр радіохірургії Клінічної лікарні «Феофанія», Київ*

³ *Національний технічний університет України
«Київський політехнічний інститут», Київ*

Представлено результати вимірювання миттєвих гамма-квантів, що вилітають при опроміненні $^{\text{nat}}\text{Sn}$ та $^{\text{nat}}\text{C}$ нейтронами з енергією 14,1 МеВ. Вимірювання були виконані у кільцевій геометрії з використанням імпульсного генератора нейтронів ІНГ-200 із застосуванням часопрольотної методики для розділення n- γ сигналів [1]. Диференційний переріз $d\sigma_{\gamma}/dE_{\gamma}$ для $^{\text{nat}}\text{Sn}$ та повний переріз $\sigma_{\gamma}(E_n)$ для $^{\text{nat}}\text{C}$ було відновлено з амплітудного спектру із використанням регуляризуючого алгоритму на компактних множинах.

Отримані результати, що представлені на рисунках, порівнюються з даними інших авторів та відповідними теоретичними розрахунками за кодами EMPIRE і TALYS [2,3].

Проаналізовано чутливість розрахованих перерізів ($n, \chi\gamma$) реакцій до вигляду фотонних силових функцій та густини ядерних рівнів з використанням теоретичних моделей [4 - 5]. Згідно з аналізом, найкраще узгодження між експериментальними даними та теоретичним розрахунками може бути досягнуто при використанні моделей Модифікованого Лоренціану для фотонних силових функцій та Узагальнених моделей надплинної рідини для густини ядерних рівнів.



Дана робота частково підтримана МАГАТЕ (Відень) у рамках дослідницького контракту «Вдосконалення баз фотоядерних даних та створення бази даних з фотонних силових функцій» (IAEA CRP No.F41032).

1. Kadenko I.M., Plujko V.A. et al. // Ядерна фізика та енергетика. - 2016. -Т. 17, № 2. - P. 122.
2. Herman M., Capote R. et al. // Nuclear Data Sheets. - 2007. - Vol. 108. - P. 2655; URL: <http://www.nndc.bnl.gov/empire/>
3. Koning A.J., Hilaire S. et al. // Proc. of the Int. Conf. on Nuclear Data for Science and Technology (Nice, France, 22 - 27 May, 2007). - P. 211; URL: <http://www.talys.eu/>.
4. Plujko V.A., Gorbachenko O.M. et al. // Nuclear Data Sheets. - 2014. - Vol. 118, Iss. 1. - P. 237.
5. Plujko V.A., Gorbachenko O.M. et al. // Nuclear Data Sheets. – 2014. - Vol. 118, Iss. 1. - P. 240.

НИЗЬКОФОНОВИЙ СЦИНТИЛЯЦІЙНИЙ СПЕКТРОМЕТР З КРИСТАЛОМ CdWO_4

Д. В. Касперович, Ф. А. Даневич, В. В. Кобичев,
Б. М. Кропив'янський, А. І. Тимошенко

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

Низькофонову установку BALOO (BAsement LOw background scintillatiOn setup) споруджена у відділі фізики лептонів ІЯД НАНУ для дослідження радіоактивної чистоти сцинтиляційних кристалів, вимірювань радіоактивної забрудненості матеріалів та зразків оточуючого середовища, досліджень рідкісних ядерних процесів.

Кристал вольфрамату кадмію (CdWO_4) розмірами $\varnothing 70 \times 70$ мм проглядається низькофоновим фотоелектронним помножувачем (діаметр фотокатода 5 дюймів) через світловід із надчистого кварцу розмірами $\varnothing 100 \times 162$ мм. Детектор оточений шаром безкисневої електролітичної міді товщиною 6 - 12 см і розміщений у герметичному свинцевому захисті товщиною 15 см (передбачено продування ємності у свинцевому захисті азотом для витіснення повітря). Установа оснащена лічильником космічних мюонів, який складається з 4-х пластикових сцинтиляторів розмірами $50 \times 50 \times 12$ см кожний, розміщеними над свинцевим захистом. Сигнал з пластикових сцинтиляторів знімається за допомогою 4-х фотоелектронних помножувачів. Фонові сигнали у детекторі CdWO_4 , викликані черенковським випромінюванням космічних мюонів у кварцовому світловоді, відкидаються за допомогою спеціально розробленого електронної схеми, що працює за принципом порівняння амплітуди швидкої компоненти сигналів з їхньою повною амплітудою. Система реєстрації спектрометра запише амплітуду сигналів, час приходу їх та форму.

Проведені вимірювання фону в різних конфігураціях активного і пасивного захисту, виконано аналіз ефективності активного захисту, Монте-Карло моделювання відгуку детектора до радіоактивної забрудненості у зразках матеріалів. Фон, виміряний з кристалом CdWO_4 в установці BALOO нижчий на три порядки в області енергій 0,5 - 2,6 MeV і на один порядок при енергіях вище 3 MeV у порівнянні з фоном, виміряним без захисту.

Подальше зниження рівня фону планується за рахунок встановлення додаткових лічильників мюонів навколо свинцевого захисту, аналізу форми сцинтиляційних сигналів та часово-амплітудного аналізу подій, продування установки азотом з метою зниження внеску у фон від радону, що присутній у повітрі.

ПОШУК ПОДВІЙНОГО β -РОЗПАДУ ^{150}Nd НА ПЕРШИЙ 0^+ ЗБУДЖЕНИЙ РІВЕНЬ ^{150}Sm

**Д. В. Касперович¹, П. Беллі^{2,3}, Р. Бернабей^{2,3}, Р. С. Бойко^{1,4},
Ф. А. Даневич¹, А. Інчікитті⁵, Ф. Каппелла⁵, В. Караччіоло⁶,
В. В. Кобичев¹, М. Лаубенштейн⁶, Д. В. Пода^{1,7}, О. Г. Поліщук¹,
В. І. Третьяк¹, Р. Черулі⁶**

¹ Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

² НІЯФ, відділення у Римі "Тор Вергата", Рим, Італія

³ Римський університет "Тор Вергата", Рим, Італія

⁴ Національний університет біоресурсів і природокористування України,
Київ, Україна

⁵ НІЯФ, відділення у Римі, Рим, Італія

⁶ Національна лабораторія Гран-Сассо, Ассерджі, Італія

⁷ Науковий центр з ядерної фізики та матеріалознавства, Орсе, Франція

Дослідження рідкісних ядерних процесів, зокрема подвійного бета-розпаду (2β), має велике значення для фізики ядра та елементарних частинок, оскільки може дати важливу інформацію про природу нейтрино (частинка Майорани чи Дірака), масу та схему масових станів нейтрино, порушення збереження лептонного числа, можливий внесок гіпотетичних правих струмів у слабку взаємодію та інші процеси за межами Стандартної моделі елементарних частинок. Ядро ^{150}Nd є одним з найбільш перспективних для досліджень подвійного бета-розпаду завдяки одній з найбільших енергій розпаду $Q_{2\beta} = 3371,38(20)$ кеВ та порівняно високому вмісту ізотопу у природній суміші ізотопів неодиму $\delta = 5,638(28)\%$. Для цього ядра було спостережено подвійний бета-розпад (на основний стан ^{150}Sm) з вильотом двох нейтрино.

У даній роботі ведеться пошук гамма-квантів з енергіями 334,0 і 406,5 кеВ від 2β -розпаду ядра ^{150}Nd на перший збуджений 0^+ рівень дочірнього ядра для перевірки попередніх повідомлень про спостереження такого розпаду [1, 2]. Джерелом гамма-квантів є глибоко очищений від радіоактивних елементів методом екстракції із рідини в рідину зразок оксиду неодиму (Nd_2O_3) природного ізотопного складу масою 2,381 кг. Зразок встановлений між чотирма напівпровідниковими детекторами із надчистого германію низькофонові установки GeMulti (підземна лабораторія Гран-Сассо, Італія). Пасивний захист детекторів виконано з надчистих міді і свинцю, установка неперервно продувається надчистим азотом для витіснення радону, присутнього у повітрі лабораторії.

За 9 тисяч годин вимірювань піки від гамма-квантів, що мають випромінюватися у розпаді $^{150}\text{Nd} \rightarrow ^{150}\text{Sm}(0_1^+)$, у спектрах не спостерігаються, оскільки чутливість експерименту поки що нижча за необхідну для їхнього спостереження. Тому на період піврозпаду дані нижні обмеження. Вимірювання пла-

нується продовжити принаймні ще один рік для досягнення чутливості, достатньої для спостереження ефекту з періодом напіврозпаду, близьким до отриманих у попередніх експериментах.

1. *Barabash A.S. et al.* Investigation of $\beta\beta$ decay in ^{150}Nd and ^{148}Nd to the excited states of daughter nuclei // *Phys. Rev. C.* - 2009. - Vol. 79. - P. 045501.
2. *Kidd M.F. et al.* Two-neutrino double- β decay of ^{150}Nd to excited final states in ^{150}Sm // *Phys. Rev. C.* - 2015. - Vol. 90. - P. 055501.

ПОИСК НИЗКОЭНЕРГЕТИЧНЫХ (АНТИ)НЕЙТРИНО, КОРРЕЛИРОВАННЫХ С ГАММА-ВСПЛЕСКАМИ, НА ДЕТЕКТОРЕ BOREXINO

В. В. Кобычев (от имени коллаборации Borexino)

Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев

В массиве данных, набранных на детекторе Borexino с декабря 2007 по ноябрь 2015 г., выполнен поиск нейтринных и антинейтринных событий, коррелированных с гамма-всплесками. Детектор представляет собой жидкосцинтилляционную мишень массой 278 т с многоступенчатой активной и пассивной защитой. Он расположен в подземной лаборатории Гран-Сассо на глубине 3800 м водного эквивалента. Рассматривался набор из 2350 гамма-всплесков, зарегистрированных за указанное время. Статистически значимое превышение потока искомым событиям над фоном не обнаружено, хотя чувствительность эксперимента благодаря его крайне низкому фону близка к величинам потока (анти)нейтрино в МэВном диапазоне, предсказываемым некоторыми моделями гамма-всплесков.

В работе использовались две полунезависимые системы набора данных – основная, предназначенная для регистрации низкоэнергетичных событий с энерговыделением до нескольких МэВ, и система записи формы импульса (Flash ADC), чувствительная к событиям с энерговыделением выше 1 МэВ. Детектирование электронных антинейтрино ($\bar{\nu}_e$) с энергией в диапазоне от 1,8 до 15 МэВ, регистрируемых через реакцию обратного бета-распада на протоне $p(\bar{\nu}_e, e^+)n$, позволило установить лучший мировой верхний предел на поток низкоэнергетичных $\bar{\nu}_e$ от гамма-всплесков (при $E_\nu \leq 8$ МэВ). Также был выполнен поиск коррелированных с гамма-всплесками событий упругого рассеяния нейтрино и антинейтрино всех флейворов с энергиями от 1,5 до 15 МэВ на электронах мишени; установлены верхние ограничения на поток (анти)нейтрино от гамма-всплесков, причем в диапазоне $E_\nu \leq 7$ МэВ эти ограничения являются наиболее жесткими среди всех существующих на сегодняшний день. Кроме того, исследовались временные корреляции коротких событий высокой множественности с гамма-всплесками; значимых отклонений от фона также не обнаружено. Поиск корреляций для антинейтринных событий

и событий высокой множественности выполнялся во временном окне ± 5000 с от переднего фронта гамма-всплеска, для нейтринных событий всех видов – во временном окне ± 1000 с.

ПРОСТОРОВЕ ФРАКЦІОНУВАННЯ ПУЧКІВ ЗАРЯДЖЕНИХ ЧАСТИНОК ТА ГАМА-КВАНТІВ ТА ЇХНЄ ЗОБРАЖЕННЯ В РЕАЛЬНОМУ ЧАСІ

**О. С Ковальчук¹, В. М. Пугач¹, В. М. Міліція¹,
Д. І. Сторожик¹, С. Я. Барсук², А. Фаус-Гольф², П'єр Луїс Андре Леперк²**

¹ *Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна*

² *Лабораторія лінійного прискорювача IN2P3, CNRS, Орсе, Франція*

Для формування багато-пучкових структур сконструйовано та виготовлено прототипи багато-щілинних та матричних коліматорів.

Здійснено випробування різних типів мікро-детекторів та зчитувальної електроніки на пучках заряджених частинок та гамма-квантів прискорених на прискорювачі Сіпас-2100 CD “VARIAN” та PHIL (LAL, Орсе, Франція). Зроблено висновок про придатність радіаційно стійких мікро-піксельних та мікро-стріпових металевих та гібридних детекторів для моніторингу в реальному часі розподілу інтенсивності частинок в багато-пучкових структурах.

Розроблено та виготовлено прототип детекторного фантому на базі металевих мікро-детекторів для дослідження розподілу дози на різній глибині фантому. Попередні дослідження роботи детекторного фантому виконані на джерелі стронцій-90 з використанням високочутливих зарядових інтеграторів розробки ІЯД НАНУ.

Робота виконувалась у рамках співпраці по проекту Міжнародної асоційованої лабораторії (LIA IDEATE).

СИСТЕМА РАДІАЦІЙНОГО МОНІТРОНГУ ЕКСПЕРИМЕНТУ ЛНСЬ У 2016 РОЦІ

С. М. Колієв, О. Ю. Охріменко, В. М. Пугач

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

Представлені результати роботи Системи радіаційного моніторингу (СРМ) для Внутрішнього Трекера (ВТ) експерименту ЛНСь у 2016 р. У цьому році Великий Адронний Колайдер працював у наступному режимі для експерименту ЛНСь: енергія протон-протонних зіткнень у системі центра мас 13 TeV, частота зіткнень 25 нс, миттєва світимість $3 - 4 \cdot 10^{32} \text{ см}^{-1}\text{с}^{-1}$, кількість нееластичних протон-протонних взаємодій на один перетин банчів 1,1. В таких умовах було накопичено біля $1,6 \text{ фб}^{-1}$ даних. Представлені результати по

вимірюванню розподілу потоків заряджених частинок, а також, по оцінці поглинутої дози та зміні струмів витоку через кремнієві сенсори ВТ. Значення вищезгаданих величин для сенсорів біля іонопроводу сягають $4 \cdot 10^{12}$ МІЧ/см², 1 кГр та 340 мкА відповідно.

Наведено результати по вимірюванню інтегральної світимості експерименту LHCb за допомогою СРМ. Отримані результати в рамках похибок узгоджуються з вимірюваннями інших детекторних систем.

0⁺-СТАНИ ТА E0-ПЕРЕХОДИ У ¹⁹⁴Pt

В. Т. Купряшкін, Б. В. Остапенко

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

Ядро ¹⁹⁴Pt належить до області перехідних ядер від деформованих ядер рідкоземельної області до сферичних ядер в області ²⁰⁸Pb. У радіоактивному розпаді схема рівнів ¹⁹⁴Pt може бути досліджена при електронному розпаді і позитронному розпаді ¹⁹⁴Au ($T_{1/2} = 3802$ год) або при β -розпаді ¹⁹⁴Ir ($T_{1/2} = 19,28$ год), а також в реакціях з зарядженими частинками. Оскільки спин ¹⁹⁴Au 1⁻, то з помітною ймовірністю можуть збуджуватися рівні ¹⁹⁴Pt з характеристиками 2⁻, 1⁻, 0⁺, 1⁺, 2⁺, 3⁺.

Монопольні стани, де спин і парність $I^\pi = 0^+$, і E0-переходи в атомних ядрах, вивчалися в багатьох теоретичних і експериментальних роботах. Інтерес до них викликаний тим, що структура 0⁺ станів складна і вона обумовлена різними формами ядерної взаємодії, які беруть участь в формуванні цих станів. У ядерних реакціях було виявлено, що при збудженні близьких по енергії 0⁺ рівнів вони не збуджуються в одній і тій же реакції, що вказувало на різну природу цих станів. Крім ядерних реакцій, найбільшу інформацію про них дає радіоактивний розпад.

У розпаді ¹⁹⁴Au спостерігаються 7 збуджених станів з парністю 0⁺, які розряджаються в основний стан E0-переходами. Три з них були досліджені нами на магнітному β -спектрометрі $\pi\sqrt{2}$ високої роздільної здатності відділу ядерної спектроскопії ІЯД НАНУ [1]. Встановлено їхні інтенсивності в конверсійному спектрі, які становлять $I_{1479} = 2,00(5) \cdot 10^0$, $I_{1547} = 6,1(5) \cdot 10^{-2}$, $I_{2086} = 1,10(5) \cdot 10^{-1}$. Інтенсивність I_{K328} прийнята за 100. Оскільки часи життя жодного з 0⁺ станів ¹⁹⁴Pt невідомі, то неможливо визначити ρ – матричний елемент E0-переходу.

Тому в ядерній спектроскопії прийнято оперувати величиною $X = \frac{e^2 \rho^2 R_0^4}{B(E2)}$, яка пов'язана з ρ і яка описується формулою [2]:

$$X = 2,53 \frac{\alpha_K}{\Omega} A^{3/4} E_\gamma^5 10^9 q_K^2,$$

де

$$q_K^2 = \frac{I_K(E0; 0_i^+ \rightarrow 0_1^+)}{I_K(E2; 0_i^+ \rightarrow 2_1^+)}; E\gamma \text{ вимірюється у МеВ; } R_0 - \text{радіус ядра; } \Omega - \text{наведена}$$

імовірність E0-переходу; відома функція атомного номера. Значення Ω для K-оболонки можна знайти в роботах [3, 4] для різних енергій переходів і різних Z.

На основі проведених вимірювань розраховані значення X: $X_{1479} = 0,005$, $X_{1547} = 0,25$, $X_{2086} = 3,8$.

Результати обговорюються.

1. Вишневський И.Н., Гаврилюк В.И., Купряшкин В.Т. и др. // Изв. АН СССР. Сер. физ. - 1971. - Т. 35 - С. 2213.
2. Davidson J.P. // Nucl. Phys. - 1966. - Vol. 86. - P. 561.
3. Church E.L., Weneser J. // Phys. Rev. - 1956. - Vol. 103. - P. 1035.
4. Листенгартен М.А., Банд И.М. // Изв. АН СССР. Сер. физ. - 1959. - Т. 23. - С. 235.

ПОПЕРЕЧНІ ПЕРЕРІЗИ ГЕНЕРАЦІЇ Λ -БАРІОНІВ У p -²⁰⁸Rb ЗІТКНЕННЯХ ПРИ ЕНЕРГІЇ 5 ТеВ

**В. С. Лукашенко^{1,2}, В. М. Добішук^{1,2}, С. М. Колієв¹, І. О. Костюк^{1,2},
О. Ю. Охріменко¹, Є. О. Петренко¹, В. М. Пугач¹, К. В. Трохімчук^{1,2}**

¹ Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

² Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ

Представлено результати експерименту ЛНСь (ЦЕРН) по вимірюванню диференційних поперечних перерізів утворення Λ , та $\bar{\Lambda}$ - баріонів у p -²⁰⁸Rb зіткненнях при енергії в системі центра мас $\sqrt{s} = 5$ ТеВ. Значення перерізів ($d^2\sigma/dp_T du$, де u - рапідіті, p_T - поперечний імпульс Λ -баріона) наведені для різних діапазонів поперечного імпульсу (p_T) (u межах від 0,15 до 6,0 ГеВ/с та рапідіті (u) (від 1,5 до 4,0 та від -5,0 до -2,5 для протон-ядерних та ядерно-протонних зіткнень відповідно). Розраховані із вимірних даних значення фактора ядерної модифікації поперечних перерізів порівнюються з теоретичними наближеннями, націленими на пошук сигналів кварк-глюонної плазми [1]. Також наводяться розрахунки відношень вимірних поперечних перерізів утворення $\bar{\Lambda}$ -баріонів та Λ -баріонів ($\bar{\Lambda} / \Lambda$), величини яких можуть бути різними для речовини у стані адронного газу чи деконфайнованих кварків та глюонів [2].

1. *Krelina Michal, Nemchik Jan.* Cronin effect at different energies: from RHIC to LHC. EPJ Web of Conferences. 66, 04016 (2014). DOI: 10.1051/epjconf/201466040162.
2. *STAR Collaboration.* Strange antiparticle-to-particle ratios at mid-rapidity in $\sqrt{s_{NN}} = 130$ GeV Au + Au collisions // Physics Letters B. - 2003. - Vol. 567. - P. 167 - 174.

ДОСЛІДЖЕННЯ МІКРОСТРІПОВИХ КРЕМНІЄВИХ ДЕТЕКТОРІВ ТА ГНУЧКИХ МІКРОКАБЕЛІВ ДЛЯ ЕКСПЕРИМЕНТУ СВМ

**В. М. Міліція¹, В. М. Добішук¹, В. О. Кива¹, О. С. Ковальчук¹,
Є. Л. Момот¹, Д. І. Сторожик¹, В. М. Пугач¹, Й. Хойзер²**

¹ *Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна*

² *Центр по вивченню важких іонів імені Гельмгольца,
Дармштадт, Німеччина*

СВМ (Compressed Baryonic Matter – Стиснена баріонна речовина) – це майбутній експеримент з фіксованою мішенню, який буде функціонувати на базі прискорювача SIS-100/300 в GSI (Дармштадт, Німеччина). Його розробляють для дослідження зіткнень важких іонів при енергіях 10 - 45 GeV/нуклон.

Кремнієва Трекова Система (КТС) [1] експерименту СВМ розробляється для реконструкції треків і визначення імпульсу заряджених частинок, що утворюються в ядро-ядерних зіткненнях при релятивістських енергіях. Для КТС планується використовувати двосторонні мікростріпові кремнієві детектори 300 мкм завтовшки. У лабораторних умовах для тестування сенсорів застосовувалась зчитуюча система Alibava [2], що використовує front-end зчитувальний чіп, розроблений спеціально для кремнієвих мікростріпових сенсорів експерименту LHCb.

На даному етапі розробки установки основною метою є дослідження різних типів сенсорів від різних виробників, а також гнучких мікрокабелів для сполучення сенсорів із зчитувальною мікроелектронікою. В роботі наводяться результати тестування сенсора виробництва фірми HAMAMATSU та мікрокабелю виробництва LTU LTD-Kharkov довжиною 20 см.

1. *CBM collaboration.* Technical Design report for the CBM Silicon Tracking System // GSI Report 2013-4
2. URL: <https://www.alibavasystems.com/>

ДОСЛІДЖЕННЯ ЗБУДЖЕННЯ ІЗОМЕРНОГО СТАНУ 11/2- ЯДРА ^{139}Ce В РЕАКЦІЇ $(\gamma, n)^m$ В ОБЛАСТІ ГІГАНТСЬКОГО ДИПОЛЬНОГО РЕЗОНАНСУ

В. М. Мазур, З. М. Біган, П. С. Деречкей

Інститут електронної фізики НАН України, Ужгород

Представлено експериментальні і теоретичні результати дослідження збудження ізомерних станів в реакції $^{140}\text{Ce}(\gamma, n)^{139m,g}\text{Ce}$. В області енергій гамма-квантів 10 - 18 МеВ. Ядро ^{140}Ce – магічне з числом нейтронів $N = 82$ і повністю заповненою оболонкою $h_{11/2}^-$. Ізмерний рівень ядра ^{139}Ce формується дірко-вим станом $J^\pi=11/2^-$.

Вимірювання проводилося на пучку гальмівних гамма-квантів мікротрону М-30 з кроком $\Delta E = 0,75$ МеВ. В експерименті використовувалась активаційна методика. Безпосереднім результатом вимірювання являються ізомерні відношення виходів $d = Y_m/Y_g$, де Y_m і Y_g – виходи заселення ізомерного і основного станів. Одержана в експерименті крива залежності ізомерного відношення від максимальної енергії гальмівного спектра $d = f(E_{\gamma\text{max}})$ починаючи від порогу зростає і в області вище 18,0 МеВ виходить на насичення. Експериментальна залежність ізомерних відношень $d = f(E_{\gamma\text{max}})$ апроксимувалася методом найменших квадратів кривою Больцмана:

$$d = A + (B - A)/[1 + \exp((E - E_0)/\Delta E_1)],$$

де A , B , E_0 і ΔE_1 – параметри. У результаті було одержано такі значення параметрів: $A = 0,133 \pm 0,072$, $B = -0,0349 \pm 0,0100$, $E_0 = 13,56 \pm 0,32$ і $\Delta E_1 = 1,81 \pm 0,33$.

Одержане ізомерне відношення $d = f(E_{\gamma\text{max}})$ і наявність повних перерізів (γ, n) реакції на ядрі ^{140}Ce [1] дає змогу розрахувати переріз збудження в цій реакції ізомерного стану. Розрахунок проводився методом оберненої матриці. Одержаний переріз $\sigma_m(E)$ має односторонню форму з максимумом при енергії $\sim 15,5$ МеВ. Методом найменших квадратів переріз σ_m апроксимувався кривою Лоренца, при цьому одержані наступні значення параметрів: $\sigma_0 = 56,0 \pm 3,0$ (мб), $E_0 = 15,62 \pm 0,09$ (МеВ), $\Gamma_0 = 3,28 \pm 0,27$ (МеВ).

За допомогою програмного пакета TALYS – 1.6 проведені теоретичні розрахунки перерізу реакції $^{140}\text{Ce}(\gamma, n)^{139m,g}\text{Ce}$. Задовільне узгодження розрахункового перерізу з експериментом досягається при врахуванні 15 збуджених низьколежачих рівнів ядра ^{139}Ce з бази даних RIPL – 3.

1. *Lepretre A. et al. // Nucl. Phys. - 1976. - Vol. A258. - P. 350.*

ОСОБЛИВОСТІ ФОРМУВАННЯ МАСОВО-ЗАРЯДОВИХ СПЕКТРІВ УЛАМКІВ ПОДІЛУ ІЗОТОПІВ АМЕРИЦІЮ

**В. Т. Маслюк, Т. Й. Маринець, М. І. Романюк,
О. О. Парлаг, О. І. Лендсль**

Інститут електронної фізики НАН України, Ужгород

Стійкість атомних ядер до 2-х уламкового поділу залежить як від умов їхнього збудження, зокрема, типу та енергетики супутніх ядерних реакцій, так і стійкості ядерної матерії, що визначається наявністю чи близькістю до заповнених ядерних оболонок. Для стійкості актинідних ядер важливу роль грають заповнені протонні/нейтронні оболонки 50 та 82. Цікавим є питання про вплив вказаних магічних чисел ядер-уламків, чи їхніх можливих комбінацій для 2-х уламкових кластерів для формування каналів поділу, що відображають одно-, дво- чи трьо- горбову структуру виходів уламків поділу.

У даній роботі представлено результати дослідження масових та зарядових спектрів актинідних ядер на прикладі ізотопів америцію для різних умов їхнього поділу: без та при врахуванні нейтронів поділу, чи емісії бета – частинок, а також для різних енергій збудження вихідного ядра. Розрахунок проведено в рамках запропонованого статистичного методу, що орієнтований на дослідження термодинамічного упорядкування ансамблю ядер-уламків, які об'єднані у 2-х уламкові кластери. Теорія розглядає лише після-подільний стан ансамблю уламків поділу, причому вважається, що термодинамічні параметри цього ансамблю формують характеристики вихідного ядра ізотопу америцію. Дослідження проведено для ізотопів $^{231-249}\text{Am}$ без та при врахуванні емісії як нейтронів поділу, так і ланцюжків бета-розпадів для різних значень температури (енергії збудження) вихідного ядра. Обговорюється структура виходів уламків поділу для нейтроно-дефіцитних та нейтроно-профіцитних ядер ізотопів америцію, а також характеристики виходів для цих ізотопів, наприклад, ізобар йоду та телуру.

РЕАКЦІЯ $^{13}\text{C}(^{11}\text{B}, ^7\text{Li})^{17}\text{O}$ ПРИ ЕНЕРГІЇ 45 МеВ ТА ПОТЕНЦІАЛ ВЗАЄМОДІЇ ЯДЕР $^7\text{Li} + ^{17}\text{O}$

**С. Ю. Межевич¹, А. Т. Рудчик¹, К. Русек², К. В. Кемпер³,
А. А. Рудчик¹, О. А. Понкратенко¹, С. Б. Сакута⁴**

¹ *Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна*

² *Лабораторія важких іонів Варшавського університету, Варшава, Польща*

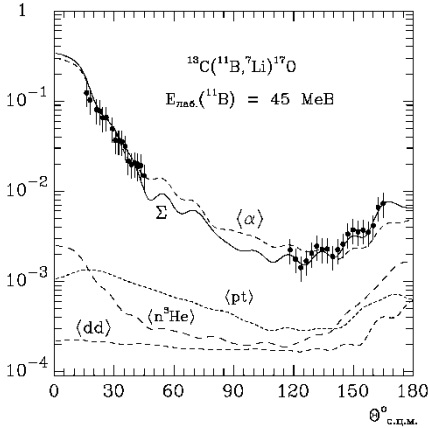
³ *Фізичний факультет національного університету Флоріди, США*

⁵ *НДЦ «Курчатовський інститут», Москва, Росія*

Отримано нові експериментальні дані диференціальних перерізів реакції $^{13}\text{C}(^{11}\text{B}, ^7\text{Li})^{17}\text{O}$ для основних та збуджених станів ядер ^7Li і ^{17}O при енергії $E_{\text{лаб.}}(^{11}\text{B}) = 45$ МеВ. Кутові розподіли продуктів реакцій $^{13}\text{C}(^{11}\text{B}, \text{X})$ вимірювались на Варшавському циклотроні U-200P з використанням ΔE - E -

методики. Експериментальна методика забезпечувала добре розділення продуктів реакцій за зарядами $Z = 3 - 8$.

$d\sigma/d\Omega$, мб/ср



Диференціальні перерізи реакції $^{13}\text{C}(^{11}\text{B}, ^7\text{Li})^{17}\text{O}$ при енергії $E_{\text{лаб.}}(^{11}\text{B}) = 45$ МеВ для переходів в основні стани ядер ^7Li та ^{17}O . Штрихові криві – МЗКР-перерізи для різних процесів. Суцільна крива Σ – когерентні суми МЗКР-перерізів всіх механізмів.

Експериментальні дані проаналізовано за методом зв'язаних каналів реакцій (МЗКР) для одно- і двоступінчастих передач нуклонів і кластерів. У МЗКР-розрахунках для вхідного каналу реакції використано оптичний потенціал, отриманий з аналізу даних пружного розсіяння ядер $^{11}\text{B} + ^{13}\text{C}$, та спектроскопічні амплітуди нуклонів і кластерів в ядрах, обчислені в рамках оболонкової моделі. Визначено параметри оптичного потенціалу взаємодії ядер $^7\text{Li} + ^{17}\text{O}$ методом підгонки МЗКР-перерізів до експериментальних даних реакції $^{13}\text{C}(^{11}\text{B}, ^7\text{Li})^{17}\text{O}$ та досліджено роль одно- й двоступінчастих механізмів передач нуклонів і кластерів у цій реакції: на рис. 1 показано передача α -кластера (крива $\langle \alpha \rangle$), $d + d$ (крива $\langle dd \rangle$), $p + t$ та $t + p$ (крива $\langle pt \rangle$, когерентна сума), $n + ^3\text{He}$ та $^3\text{He} + n$ (крива $\langle n^3\text{He} \rangle$, когерентна сума). Кривою Σ показано когерентну суму МЗКР-перерізів усіх процесів передач. Встановлено, що основну роль у ній відіграє передача α -частинки. Досліджено ізотопічні відмінності параметрів потенціалів взаємодії ядер $^7\text{Li} + ^{17}\text{O}$ з реакції $^{13}\text{C}(^{11}\text{B}, ^7\text{Li})^{17}\text{O}$ з відповідними параметрами потенціалів з реакції $^6\text{Li}(^{18}\text{O}, ^7\text{Li})^{17}\text{O}$ [1] та потенціалів $^7\text{Li} + ^{18}\text{O}$ [2], $^7\text{Li} + ^{16}\text{O}$ [3] та $^8\text{Li} + ^{17}\text{O}$ [4].

1. Rudchik A.T., Chercas K.A., Kemper K.W. et al. $^6\text{Li}(^{18}\text{O}, ^{17}\text{O})^7\text{Li}$ reaction and comparison of $^6,7\text{Li} + ^{16,17,18}\text{O}$ potentials // Nucl. Phys. A. - 2014. - Vol. 927. - P. 209 – 219.
2. Rudchik A.A., Rudchik A.T., Kliczewski S. et al. Elastic and inelastic scattering of $^7\text{Li} + ^{18}\text{O}$ versus $^7\text{Li} + ^{16}\text{O}$ // Nucl. Phys. A. - 2007. - Vol. 785. - P. 293 - 306.
3. Rudchik A.T., Kemper K.W., Rudchik A.A. et al. Tensor analyzing powers and energy dependence of the $^7\text{Li} + ^{16}\text{O}$ interaction // Phys. Rev. C. - 2007. - Vol. 75. - P. 0246120-1 - 0246120-8.

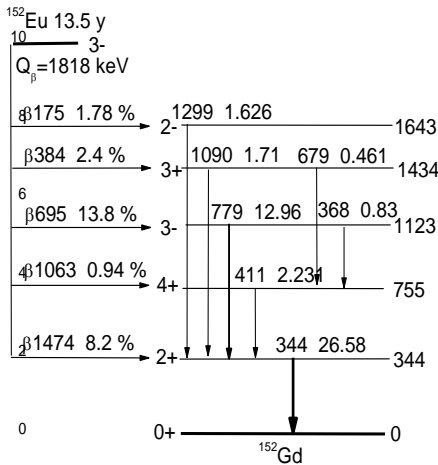
4. Rudchik A.T., Stepanenko Yu. M., Kemper K. W. et al. ^8Li optical potential from $^7\text{Li}(^{18}\text{O}, ^{17}\text{O})^8\text{Li}$ reaction analysis // Nucl. Phys. A. - 2009. - Vol. 831. - P. 139 - 149.

КОРЕЛЬОВАНІСТЬ НАПРЯМКУ РУХУ ЕЛЕКТРОНА ВНУТРІШНЬОЇ КОНВЕРСІЇ З НАПРЯМКОМ РУХУ БЕТА-ЧАСТИНКИ

М. Ф. Митрохович

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

Робота є продовженням досліджень [1, 2] корельованості напрямку руху супутньої частинки (електрон «струсу», електрон Оже) з напрямком руху основної частинки (бета-частинка, електрон внутрішньої конверсії), в яких встановлена сильна корельованість напрямку руху вперед супутньої частинки з основною. Роботи орієнтовані на визначення точних значень коефіцієнтів внутрішньої конверсії (КВК) по збігам супутнього випромінювання з основним для дослідження аномалій в КВК, пов'язаних з ефектом проникнення.



Дослідження виконані на установці збігів γ -квантів з β -частинками і низько енергетичними електронами, включаючи e_0 -електрони вторинної електронної емісії і проведені для гілки β^- -розпаду ^{152}Eu , основні β -компоненти розпаду якої наведено рисунку.

Вимірювалась корельованість руху електрона конверсії γ_{344} кеВ з β -частинкою по реєстрації $d\rho$ ($P = \int d\rho$) в збігах з нею та при вимірюваннях без $\beta_{\text{IC}344}$ збігів - $P/4\pi$, як:

$$\Upsilon(\Omega) = \frac{4\pi dP(\Omega)}{Pd(\Omega)}$$

Проводились вимірювання $\gamma_{779}\beta_{e_0}$ -збігів виходу e_0 -електронів від конверсії γ_{344} на акт $\beta_{\gamma_{779}}$ -розпаду та вимірювання $\gamma_{779}e_0$ -збігів виходу e_0 -електронів від конверсії γ_{344} на акт γ_{779} -розпаду. Відношення цих виходів дає корельованість $\Upsilon(\Omega)$ електрона конверсії в напрямку руху Ω (досліджено при $\Omega = 0$) відносно β -частинки, якщо вирахувати вклад e_0 -електронів від «струсу» при β -розпаді. Він визначався як $(N_{\gamma_{344}\beta_{e_0}})/N_{\gamma_{344}\beta}$ для всього β -спектра ^{152}Eu й перераховувався програмно для β_{695} на основі залежності протяжності спектра «струсу» від граничної енергії β -спектра [3]. По отриманим даним вихід (Y) e_0 -електронів від конверсії переходу 344 кеВ мультипольності E2 (КВК =

= 0,039) при вимірюваннях $\gamma_{779}\beta e_0$ -збігів на акт β_{779} -розпаду становить 0.068(19), а Υ -вихід e_0 -електронів від конверсії цього переходу у вимірюваннях $\gamma_{779}e_0$ -збігів на акт γ_{779} -розпаду становить 0.0104(2). Таким чином, в наявності сильна корельованість руху електрона конверсії в напрямку руху β -частинки: $\Upsilon(\Omega = 0) = \Upsilon_{\gamma_{779}\beta e_0} / \Upsilon_{\gamma_{779}e_0} = 6,8(19)$ (за відсутності корельованості $\Upsilon(\Omega) = 1$).

Дані по корельованості електрона внутрішньої конверсії з β -частинкою доповнюють раніше отримані дані [1 - 3] по сильній корельованості напрямку руху супутньої частинки в напрямку руху основної частинки в процесах радіоактивного розпаду і внутрішньої конверсії й певним чином узгоджуються із запропонованим якісним механізмом корельованості руху частинок за рахунок переважаючої ролі їхніх струмових компонент над іншими.

1. Митрохович М.Ф. //Ядерна фізика та енергетика. - 2016. - Т. 17, № 1. - С. 18.
2. Митрохович М.Ф. //Ядерна фізика та енергетика. - 2014. - Т. 15, № 2. - С. 126.
3. Митрохович М.Ф. //Ядерна фізика та енергетика. - 2012. - Т. 13, № 1. - С. 17.

ОПРОМІНЮВАЛЬНА УСТАНОВКА ДЛЯ НАПРАЦЮВАННЯ ІЗОТОПІВ ^{82}Sr НА ІЗОХРОННОМУ ЦИКЛОТРОНІ У-240

**Л. В. Михайлов, О. В. Дубінін, О. М. Ковальов,
Л. Г. Макаренко, А. І. Піскарьов, А. І. Устінов**

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

Ізохронний циклотрон У-240 є базовою установкою Інституту ядерних досліджень та єдиним багатогольовим прискорювачем в Україні в області середніх енергій, який перекидає необхідний діапазон енергій для здійснення напрацювання практично всіх циклотронних радіонуклідів, які широко застосовуються в ядерній медицині.

В даній роботі розглядається можливість напрацювання ізоотопів ^{82}Sr на внутрішньому пучку протонів, використовуючи мішень яка обертається.

Технічні характеристики циклотрона У-240 дають змогу отримувати різні ізотопи радіонуклідів. В той же час, враховуючи енергетичний діапазон циклотрона У-240, найбільш оптимальним представляється отримання радіонуклідів ^{82}Sr на внутрішньому пучку протонів. Такий підхід представляється найбільш оптимальним для задоволення нагальних потреб ядерної медицини.

На основі розробленої методики була створена опромінювальна установка з мішенню, що обертається. Створена установка забезпечує тривале опромінення мішені RbCl внутрішнім пучком протонів з інтенсивністю до 150 мкА та енергією не менше 70 МеВ. Розроблена установка дає змогу ефективно напрацьовувати радіонукліди ^{82}Sr на внутрішньому пучку протонів ізохронного циклотрона У-240.

ВКЛАД КОСМОГЕННОЇ АКТИВАЦІЇ У ФОН ДЕТЕКТОРІВ $ZnMoO_4$ ТА Li_2MoO_4 ДЛЯ ПОШУКУ $0\nu 2\beta$ -РОЗПАДУ ^{100}Mo

М. О. Ніколайчук¹, Ф. А. Даневич¹, В. В. Кобичев¹, Д. В. Пода^{1,2}

¹ Інститут ядерних досліджень, Київ, Україна

² Науковий центр з ядерної фізики та матеріалознавства, Орсе, Франція

Космогенна активація матеріалів – це процес утворення радіоактивних ізотопів під дією космічних променів (переважно швидких нейтронів). Активність утворених таким чином радіонуклідів низька, однак у низькофонових експериментах з пошуку рідкісних ядерних процесів (наприклад, безнейтринного подвійного β -розпаду) вони можуть суттєво збільшити рівень фону. Оцінка швидкості утворення радіоактивних елементів під дією космічних променів є технічно складною задачею. Для цього використовується ряд емпіричних формул та алгоритмів для опису спектра нейтронів та розрахунку перерізів взаємодії.

У даній роботі оцінено вклад космогенних ізотопів ^{56}Co (період напіврозпаду $T_{1/2} = 77.236 \pm 0,026$ діб) та ^{88}Y ($T_{1/2} = 106.626 \pm 0,021$ діб) у фон криогенних детекторів зі сцинтиляторами $ZnMoO_4$ та Li_2MoO_4 при перебуванні сцинтиляційних кристалів на поверхні та під час транспортування літаком. Вибір цих, порівняно довгоживучих, радіонуклідів диктується тим, що тільки вони мають енергію розпаду достатньо високу для того, щоб бути джерелом фону в області безнейтринного подвійного β -розпаду ^{100}Mo ($Q_{\beta} = 3034,37 \pm 0,17$ кеВ). Для оцінки фону було виконано наступні кроки:

1. Оцінка активностей утворених ізотопів ^{56}Co та ^{88}Y у кристалах $ZnMoO_4$ та Li_2MoO_4 внаслідок наземної експозиції, а також при транспортуванні літаком (за допомогою програмних пакетів ACTIVIA та COSMO);

2. Оцінка вкладу розпадів цих ізотопів у спектри детекторів $ZnMoO_4$ та Li_2MoO_4 вище енергії інтенсивних гамма-квантів ^{208}Tl (2615 кеВ; за допомогою пакета програм GEANT4);

3. Розрахунок кількості відліків у детекторах з кристалами $ZnMoO_4$ та Li_2MoO_4 вище енергії 2615 кеВ з урахуванням часу перебування кристалів у підземній лабораторії Модан (Франція).

Отримані результати свідчать про те, що припущення про космогенну активацію кристалів не може повністю пояснити спостережувані фонові відліки у даних, накопичених з детекторами $ZnMoO_4$ та Li_2MoO_4 у низькофоновій установці EDELWEISS (розміщеній у підземній лабораторії Модан) в області енергій вище 2615 кеВ.

КОМПЛЕКС ПРОГРАМ РОЗРАХУНКУ ТРАЄКТОРІЙ ЧАСТИНОК В ЕЛЕКТРОСТАТИЧНИХ ПОЛЯХ ТАНДЕМ-ГЕНЕРАТОРА ЕГП-10К

В. В. Осташко, Д. А. Кушпій

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

У 2012 р. розпочато роботи з прискорення важких іонів на тандем-генераторі ЕГП-10К. На сьогодні в списку прискорюваних важких іонів вуглець, азот і кисень. Енергетичний діапазон від 6 - 7 МеВ до 14 - 16 МеВ, верхня межа визначається можливостями аналізуючого магніту «утримувати» пучки цих іонів з зарядністю в межах 3^+ - 5^+ .

Основним джерелом негативно заряджених іонів на прискорювачі є дуоплазматрон, тому речовина подається в джерело в газоподібному стані. За фізико-хімічними властивостями елементів, не для всіх можна створити негативнозаряджені іони, що є першим етапом прискорення на тандем-генераторі, або цей процес не достатньо ефективний, чи ізотопночистий газ є недоступний. Тому для прискорення можуть використовуватися молекулярні комплекси з атомами елемента, іони якого планується виділити для прискорення після перезарядки, або використання таких комплексів є більш продуктивними (більший кінцевий струм прискорюваних іонів).

Таким чином, може бути такий процес прискорення, коли в тандем-генераторі на другому етапі прискорення прискорюється декілька типів іонів різних мас і різних зарядностей. Відсутність таких умов на першому етапі забезпечується селекцією необхідного пучка т.з. комутуючим магнітом між джерелом іонів і системою прискорення.

Система прискорення тандем-генератора має секції, що створюють так зване «нахилене» електростатичне поле для запобігання «наскрізному» лавинному прискоренню електронів, що можуть утворюватися при попаданні іонів на прискорювальні електроди. Тому необхідно мати підтверджуючі розрахунки, що іони різних мас та зарядностей не будуть попадати на пластини прискорення, коли інші іони йдуть в оптимальному режимі прискорення, або знаходити компромісні варіанти.

Для таких оцінок було розроблено програмний код розрахунку просторового розподілу потенціалу та напруженості електростатичного поля системи щільних прискорювальних електродів. Розподіл потенціалу кожного елемента розраховувався як робота, необхідна для перенесення «пробного» одиничного електричного заряду з даної точки на «безкінечність», яка в реальному розрахунку визначалась як мінімальна відстань, коли відносний приріст роботи по перенесенню заряду на наступну точку зрівнювався з можливою відносною точністю чисельних розрахунків. Виконано розрахунки траєкторій іонів з різними кутами входу в такий прискорювальний систему.

ВИМІРЮВАННЯ ПОРУШЕННЯ СР-ПАРНОСТІ В ЗМІШУВАННІ В-МЕЗОНІВ

О. Ю. Охріменко, В. М. Пугач (колаборація ЛНСь)

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

Виміряно порушення СР-парності в змішуванні B_s^0 та \bar{B}_s^0 мезонів із даних від протон-протонних зіткнень, що відповідають інтегральній світимості 3 фб^{-1} , накопичених експериментом ЛНСь при енергіях зіткнень у системі центра мас 7 та 8 ТеВ. Досліджувалися напівлептонні розпади B_s^0 та \bar{B}_s^0 мезонів із вимірюванням інклюзивного спектра $D_s^{\mp} \mu^{\pm} \bar{\nu}_{\mu} X$ із реконструкцією D_s^{\mp} мезонів по каналу розпаду $K^+ K^- \pi^{\mp}$. Виміряна таким чином СР-асиметрія становить $a_{sl}^s = (0,39 \pm 0,26 \pm 0,20)\%$, де перша похибка – статистична, а друга – систематична. На сьогодні це найточніше вимірювання a_{sl}^s і він узгоджується із передбаченням Стандартної Моделі, обмежуючи коло нових теоретичних підходів до опису процесів осциляцій частинка-античастинка.

ІЗОТОПНИЙ АНАЛІЗ АКТИНІДНИХ ЯДЕР ЗА ДОПОМОГОЮ ЗАПІЗНІЛОГО ГАММА-ОПРОМІНЮВАННЯ ЇХ ПРОДУКТАМИ ПОДІЛУ

І. В. Пилипчинець, О. О. Парлаг, О. І. Лендел, В. Т. Маслюк

Інститут електронної фізики НАН України, Ужгород

Для аналізу ізотопного вмісту актинідних ядер (^{232}Th , ^{235}U , ^{238}U , ^{237}Np , ^{239}Pu , ^{241}Am , ^{242}Pu) в досліджуваних об'єктах використовується інформація про їхнє запізніле гамма-випромінювання від обраних пар продуктів поділу [1]. В представлений роботі проведені: моделювання виходів продуктів фотоподілу актинідних ядер – емітерів запізнілого гамма-випромінювання із застосуванням GEF- коду [2] та симуляція спектра пучка гальмівного випромінювання придатного для стимуляції реакції фотоподілу актинідних ядер на електронному прискорювачі М-30.

Показана можливість використання реакції фотоподілу для ізотопного аналізу актинідних ядер та використання гальмівного випромінювання електронного прискорювача мікротрону М-30 для стимуляції запізнілого гамма-випромінювання продуктами їхньої активації.

1. *Marrs R.E. et al.* Fission-product gamma-ray line pairs sensitive to fissile material and neutron energy // Nuclear Instruments and Methods A. - 2008. - Vol. 592, Is. 3. - P. 463 - 471.
2. *A General Description of Fission Observables.* - URL: <http://www.khs-erzhausen.de/GEF.html>

СЬОГОДЕННЯ УКРАЇНСЬКОГО ЦЕНТРУ ІНІС: ЗАДАЧІ ТА МОЖЛИВОСТІ

Ж. І. Писанко, О. М. Куправа

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

У доповіді буде надано інформацію для ознайомлення наукової спільноти з системою ІНІС, принципами її роботи, змістом та можливостями використання бази даних (БД) ІНІС. Показано також внесок Українського центру ІНІС в цю міжнародну систему за 2016 рік.

ІНІС – провідна міжнародна інформаційна система в галузі мирного використання атомної енергії, створена в 1970 р. Міжнародним агенцією з атомної енергії (МАГАТЕ). Ця система включає понад 3,5 млн. бібліографічних посилань та унікальну бібліотеку повних текстів науково-технічних доповідей, збірок конференцій, препринтів, дисертацій, патентів та інших документів. На сьогодні центри ІНІС існують в 130 країнах, основною задачею цих центрів є введення текстової інформації про наукові роботи з ядерної фізики та її мирного використання, що виконані в країні, до інформаційної БД ІНІС МАГАТЕ. Задачами Українського центру (УЦ) ІНІС, організованого в жовтні 1973 р., є:

- 1) відбір інформації в галузі ядерної науки та техніки;
- 2) обробка відібраних публікацій згідно з вимогами та правилами МАГАТЕ для внесення їх до БД ІНІС;
- 3) розповсюдження інформації з міжнародної БД ІНІС, в тому числі важкодоступної літератури серед споживачів;
- 4) статистичний та семантичний наукометричний аналіз за відповідною тематикою.

За тематикою вводу УЦ ІНІС охоплює такі важливі напрямки наукової діяльності, як теоретичні та експериментальні дослідження в різноманітних наукових напрямках, таких як фізика атомного ядра та елементарних частинок, фізики плазми, матеріалознавство, ядерні реактори, екологія, радіомедицина, тощо.

ДОСЛІДЖЕННЯ БУДОВИ НИЗЬКОЕНЕРГЕТИЧНИХ ЗБУДЖЕНИХ РІВНІВ ЯДРА ${}^6\text{He}$ З ВИКОРИСТАННЯМ МЕТОДУ МОНТЕ КАРЛО

О. М. Поворозник, О. К. Горпинич

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

Внаслідок кореляційного кінематично-неповного дослідження 4-частинкової ${}^3\text{H}(p, p\alpha)nn$ реакції в отриманих і проаналізованих двовимірних $E_p \times E_\alpha$ спектрах спостерігались, різної інтенсивності три смуги паралельні до осі енергії α -частинок, які було ідентифіковано як прояви заселення і розпаду на три ча-

стинки ($\alpha + p + n$) трьох збуджених незв'язаних рівнів ядра ${}^6\text{He}$. Найінтенсивніша смуга відповідає відомому першому збудженому стану 2^+ з енергією збудження $E^* = 1,797$ MeV, а дві менш інтенсивні смуги, на нашу думку, є вперше виявленими збудженими рівнями цього ядра з енергіями збудження $E^* = 2,4$ та $2,9$ MeV [1]. Проекції цих гілок на енергетичну вісь енергії альфа-частинок є джерелом інформації про структуру тричастинкових збуджених станів виявлених в такий спосіб [2]. Відомо з теоретичного аналізу [3], що можливі дві основні конфігурації збуджених станів ядра ${}^6\text{He}$: «динейтрон» ($L_{nn} = 0, L_{\alpha-nn} = 2$) та «сигара» ($L_{nn} = 2, L_{\alpha-nn} = 0$). Для опису експериментальних даних використано спрощену модель проходження чотирьохчастинкової ${}^3\text{H}(\alpha, \rho)\text{np}$ реакції, яка була зведена припущення, що події в виявлених смугах, викликані двоступеневим механізмом проходження ${}^3\text{H} + \alpha$ взаємодії на першому кроці якої ${}^3\text{H} + \alpha \rightarrow p + {}^6\text{He}^*$ формувались протон та ядро ${}^6\text{He}^*$ в одному із збуджених станів, а на другому збуджене ядро розпадалось шляхом променювання або альфа-частинки і «динейтрона» (${}^6\text{He}^* \rightarrow \alpha + 2n$ ($E_{nn} = 0$)), або альфа-частинки та двох нейтронів з конфігурації «сигара» (${}^6\text{He}^* \rightarrow \alpha + 2n$ ($E_{nn} = 1$ MeV. Результати параметризації засвідчили, що в рамках вибраної моделі, у випадку проекції двовимірного спектра p - α збігів (кути реєстрації протонів і альфа-частинок $\theta p = 36^\circ$, $\theta \alpha = 36^\circ$; $\theta \alpha = 19,5^\circ$) пік, який відповідає першому збудженому стану ${}^6\text{He}$, описується за методом моделювання Монте Карло [4] виключно проявом конфігурації «динейтрон», а другому та третьому збуджених станах ядра ${}^6\text{He}$ наявні конфігурації як «динейтрон» так і «сигара» в прибіжно рівних співвідношеннях

1. *Povoroznyk O.M., Mandaglio G., Gorpinich O.K., et al. // Modern Physics Letters. - 2014. - Vol. A 29. - P. 1450105*
2. *Furic M., Forster H.H. // Nucl. Instrum. Meth. - 1972. - Vol. 98. - P. 301 -307.*
3. *Thompson J. et al. // Phys. Rev. C. - 2000. - Vol. 61. - P. 024318.*
4. *Поворозник О.М., Горпинич О.К., Мохнач Г.В. та ін. // Ядерна фізика та енергетика. - 2010. - Т. 11, № 2. - С.141 - 149.*

ДОСЛІДЖЕННЯ ПОДВІЙНОГО БЕТА-РОЗПАДУ ${}^{116}\text{Cd}$ ЗА ДОПОМОГОЮ ЗБАГАЧЕНИХ СЦИНТИЛЯЦІЙНИХ КРИСТАЛІВ ${}^{116}\text{CdWO}_4$

**О. Г. Поліщук¹, А. С. Барабаш², П. Беллі^{3,4}, Р. Бернабей^{3,4},
Я. В. Васильєв⁵, Ф. А. Даневич¹, А. Інчікитті⁶, Ф. Каппелла⁶,
Д. В. Касперович¹, В. Караччіоло⁷, В. В. Кобичев¹, С. І. Коновалов²,
М. Лаубенштейн⁷, В. М. Мокіна^{1,6}, Д. В. Пода^{1,8}, В. І. Третяк¹,
В. І. Уматов², Д. М. Черняк^{1,9}, Р. Черуллі⁷, В. М. Шлегель⁵**

¹ Інститут ядерних досліджень, Київ, Україна

² Інститут теоретичної та експериментальної фізики
НДЦ «Курчатовський інститут», Москва, Росія

³ НІЯФ, відділення у Римі «Тор Вергата», Рим, Італія

⁴ Римський університет «Тор Вергата», Рим, Італія

⁵ Інститут неорганічної хімії ім. А.В. Ніколаєва, Новосибірськ, Росія

⁶ НІЯФ, відділення у Римі, Рим, Італія

⁷ Національна лабораторія Гран-Сассо, Ассерджі, Італія

⁸ Науковий центр з ядерної фізики та матеріалознавства, Орсе, Франція

⁹ Інститут фізики та математики Всесвіту Кавлі, Університет Токіо, Японія

Ядро ^{116}Cd є одним з найбільш перспективних для дослідження безнейтринної моди подвійного бета-розпаду ($0\nu2\beta$) завдяки високій енергії розпаду $Q_{2\beta} = 2813,44(13)$ кеВ і відносно великій ізотопній розповсюдженості $7,49(18)$ % та з огляду на теоретичні розрахунки вірогідності розпаду. Експеримент з пошуку 2β -розпаду ^{116}Cd за допомогою збагачених (82 % ізотопу ^{116}Cd) сцинтиляційних кристалів вольфрамату кадмію ($^{116}\text{CdWO}_4$) ведеться у Національній підземній лабораторії Гран-Сассо (Італія). Два кристали $^{116}\text{CdWO}_4$ загальною масою 1,16 кг закріплені у контейнерах з фторопласту, заповнених рідким сцинтилятором, і проглядаються низькофоновими фотоелектронними помножувачами через кварцові світловоди високої чистоти. Детектори встановлені у низькофонову установку DAMA/R&D. Після більше, ніж 25 тис. год набору даних період напіврозпаду відносно $2\beta2\nu$ -розпаду ^{116}Cd виміряно з найвищою точністю $T_{1/2} = [2,69 \pm 0,14$ (сист.) $\pm 0,02$ (стат.)] $\cdot 10^{19}$ років. Для пошуку безнейтринної моди розпаду були додані також дані одного з попередніх етапів експерименту накопичені впродовж 8493 год зі швидкістю лічби фону в області інтересу $\approx 0,12$ подій/(кг \cdot кеВ \cdot рік). Рівень фону в області 2,7 - 2,9 МеВ знижено приблизно на 30 % завдяки відбору подій розпадів ^{212}Bi [альфа-розпад з енергією розпаду $Q_\alpha = 6207,26(3)$ кеВ] \rightarrow ^{208}Tl [бета-розпад з енергією розпаду $Q_\beta = 4998,9(18)$ кеВ, $T_{1/2} = 3,053(4)$ хв]. Отримано нове обмеження на період напіврозпаду ядра ^{116}Cd відносно $0\nu2\beta$ -розпаду: $\lim T_{1/2} = 2,0 \cdot 10^{23}$ років з довірчою ймовірністю 90 %, звідки слідує обмеження на масу нейтрино $\langle m_\nu \rangle \leq 1,2 - 1,8$ еВ (з урахуванням останніх розрахунків ядерних матричних елементів, використовуючи величину аксіально-векторної константи зв'язку $g_A = 1,27$). Також встановлено нові обмеження на процеси подвійного бета-розпаду ^{116}Cd з випроміненням майорону та на збуджені рівні ^{116}Sn . Сцинтиляційні кристали $^{116}\text{CdWO}_4$ мають дуже низьку радіоактивну забрудненість на рівні $\sim 0,03$ мБк/кг (^{228}Th), $< 0,005$ мБк/кг (^{226}Ra), $< 0,3$ мБк/кг (^{40}K), але завдяки значній сегрегації радіонуклідів у процесі росту кристалів, є можливість істотно підвищити рівень їхньої радіоактивної чистоти шляхом перекристалізації [1].

1. Barabash A.S. et al. Improvement of radiopurity level of enriched $^{116}\text{CdWO}_4$ and ZnWO_4 crystal scintillators by recrystallization // Nucl. Instrum. Meth. A. - 2016. - Vol. 833. - P. 77.

ЕНЕРГЕТИЧНОЗАЛЕЖНІ ПОТЕНЦІАЛИ ДЛЯ ОПИСУ НЕПРУЖНОГО РОЗСІЯННЯ ІОНІВ ^{12}C НА ЛЕГКИХ ЯДРАХ

О. А. Понкратенко, Ю. М. Степаненко, Ю. С. Ширма, В. В. Улещенко

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

Диференційні перерізи пружного розсіяння легких ядер в області невеликих переданих імпульсів (до 3 - 4 фм⁻¹) демонструють плавну регулярну поведінку екстримальних точок – максимумів та мінімумів – у широкому діапазоні енергій зіткнення (1 - 100 МеВ/нуклон), яку вдається параметризувати досить простими аналітичними функціями [1]. Також можливо побудувати енергетично залежні потенціали, які забезпечують задовільний опис перерізів пружного розсіяння в дифракційній області у повному вказаному діапазоні енергій [2].

У даній роботі розглядається непружне розсіяння іонів ^{12}C на ядрах ^{12}C , ^{14}N , ^{16}O . Показується, що диференційні перерізи такого розсіяння також мають плавний регулярний характер у вказаному кінематичному діапазоні. Будуються енергетично залежні потенціали, що забезпечують задовільний опис диференційних перерізів непружного розсіяння із збудженням кількох найнижчих рівнів ядер, що зіштовхуються.

1. Понкратенко О.А., Пірнак Вал.М., Рудчик А.А. та ін. Аналіз залежності положень дифракційних екстремумів пружного розсіяння важких іонів на легких ядрах від енергії налітаючого іона // Ядерна фізика та енергетика. - 2015. - Т. 16. - С. 223.
2. Понкратенко О.А., Рудчик А.А., Рудчик А.Т. та ін. // Ядерна фізика та енергетика. - 2014. - Т. 15. - С. 222.

СТАНДАРТНІ МНОЖИНИ НУКЛІДІВ РЯДУ ^{238}U ЯК ЯДЕРНІ ХРОНОМЕТРИ

О. М. Поц, М. В. Стець, В. Т. Маслюк

Інститут електронної фізики НАН України, Ужгород

Відомо про можливість використання обмеженого числа нуклідів природних радіоактивних рядів ^{232}Th , ^{235}U , ^{238}U у якості ядерних хронометрів для визначення віку зразків доквілля. В попередніх роботах [1, 2] показана можливість встановлення для вказаних рядів стандартних множин (СМ), що являють собою упорядковані у часі дочірні нукліди по значеннях їхніх гамма-активностей. Такі СМ можна також розглядати як ядерні хронометри [3], а використання їх є узагальненням хронометричних методик, де використовуються тільки пара материнського і дочірнього нуклідів.

У доповіді представлено дані про спектри стандартних значень активно-

стей нуклідів ряду ^{238}U , отриманих із рівнянь Бейтмена-Рубінсона. Особливістю вказаних розрахунків є необхідність врахування широкого спектра часів життя дочірніх нуклідів – від сек. до 10^9 років, а також встановлення значень їх активностей в інтервалі 0 - 10^{12} років. Отримані закономірності спектрів СМ є важливими для розробки методів оцінки віку зразків. Це здійснюється шляхом співставлення отриманих нуклідних спектрів СМ та експериментальних спектрів для досліджуваних зразків. Встановлення характеру порушень структури СМ по відношенню до еталонних значень дає можливість розробки нової методики ядерної хронометрії.

На прикладі зразків гірських порід Карпат демонструється можливість їхнього датування з використанням запропонованого методу СМ. Представлено також результати співставлення можливостей методу СМ та стандартного методу ядерних хронометрів з точки зору порівняння їх можливостей. Наведені результати підтверджують високу інформативність використаного підходу для визначення віку подій у зразках.

1. *Pop O.M., Simulik V.M., Stets M.V.* // International Journal of Physics. - 2016. - Vol. 4, No. 2. - P. 37 - 42.
2. *Pop O.M., Stets M.V.* // Journal of Contemporary Physics (Armenian Academy of Sciences). - 2016. - Vol. 51(3). - P. 218 - 221.
3. *Фоп Г.* Основы изотопной геологии. – М.: Мир, 1989. - 590 с.

АЛГОРИТМ КЛІТКОВОГО АВТОМАТА ПОШУКУ ТРЕКІВ ДЛЯ ФОРВАРДНОЇ ТРЕКОВОЇ СИСТЕМИ ЕКСПЕРИМЕНТУ PANDA

М. Пугач^{1,3}, М. Зизак², І. Кисель³

¹ *Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна*

² *GSI Гемгольццентр по вивченню зіткнень важких іонів,
Дармштадт, Німеччина*

³ *Франкфуртський інститут передових досліджень,
Франкфурт на Майні, Німеччина*

Форвардна трекова система (ФТС) експерименту PANDA (Anti-proton Annihilation at Darmstadt, GSI/FAIR, Darmstadt) призначена для ідентифікації фізичних подій в протон-антипротонних зіткненнях через вимірювання характеристик треків заряджених та нейтральних частинок – продуктів розпаду досліджуваних резонансів в області полярних кутів до 5^0 у вертикальному напрямку та до 10^0 у горизонтальній площині. До складу ФТС входять трекери, калориметр, мюонні детектори та детектори для ідентифікації типу частинок. Дипольний магніт з напруженістю поля 2 Т встановлено перед ФТС для викривлення траєкторій заряджених частинок.

У роботі представлено стан розробки трекінгу “Cellular Automaton Track Finder (CATF)” для ФТС на основі алгоритмів фільтру Калмана та кліткового

автомату. Алгоритм кліткового автомату базується на створенні коротких сегментів треків шляхом поступового об'єднання хітів на сусідніх станціях та перевірки отриманих комбінацій з Монте-Карло симуляціями, що враховують магнітне поле, геометрію та матеріал детекторів, тощо [1]. Поступово відбираються сегменти треку у вигляді дублетів, триплетів і т.д. до повної реконструкції треку та оцінки його параметрів з точки зору можливої належності до фізичної події (трекові характеристики уточнюються фільтром Кальмана для стріп-подібних вимірів з корекцією на реальне положення трека в циліндрі детектора).

Наводиться характеристика створеного інтерфейсу для ініціалізації пакету "CATF" та оцінки якості трекінгу в рамках програмного середовища Panda-Root, дисплея подій для налагодження та візуалізації процесу. Аналітичний вираз (поліноми 5-ого порядку) для екстраполяції неоднорідного магнітного поля в кожній ХУ-площині детекторних станцій та векторизований програмний код фітування треків забезпечують значне прискорення аналізу потужних потоків даних.

1. *Gorbunov S., Kisel I., Pugach M. Combined Barrel & Forward Tracking // Workshop on CBM-STAR common approaches in data reconstruction and analysis. (Austria, Vienna. Dec. 10th, 2015).*

СТАТУС ЕКСПЕРИМЕНТУ BGO-OD. ТРЕКІНГ ЗАРЯДЖЕНИХ ЧАСТИНОК MWPCs ДЕТЕКТОРОМ

М. В. Романюк^{1,2}

¹ *Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

² *Національний інститут ядерної фізики (INFN Roma Tor Vergata), Рим, Італія*

У рамках BGO-OD експерименту можна здійснювати вимірювання з лінійно або циркулярно поляризованими пучками фотонів. Використовуючі лінійно поляризований пучок була виміряна асиметрія пучка Σ для $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ та $\gamma p \rightarrow p\eta$ каналів, отримані значення відповідають міжнародним даним [1, 2]. Лінійно поляризовані пучки будуть використовуватись у подальших наборах даних. Для кругової поляризації встановлений Мюллер-поляриметр, що вимірює поляризацію електронного пучка, і з цього вираховується поляризація пучка фотонів [3].

Проведено перший аналіз даних на космічному випромінюванні для циліндричних пропорційних трекінгових камер (MWPCs), що є частиною центрального детектора експерименту BGO-OD. При загалом коректній роботі детектору, були виявлені певні недоліки в роботі електроніки, що дало змогу виправити їх та покращити роботу камер при їхньому наступному використанні під час тестового набору даних у січні 2017 року на прискорювачі ELSA, Бонн.

1. *Jude T.C., Romaniuk M. et al.* Strangeness Photoproduction at the BGO-OD Experiment // JPS Conf. Proc. - 2016. - Vol. 10. - P. 032002.
2. *Zimmermann T., Romaniuk M. et al.* Polarised Photon Beams for the BGO-OD Experiment at ELSA // PS Conf. Proc. - 2016. - Vol. 10. - P. 032003.
3. *Alef S., Romaniuk M. et al.* Commissioning and initial experimental program of the BGO-OD experiment at ELSA // EPJ Web of Conferences. - 2016. - Vol. 130. - P. 07013.

ПРУЖНЕ ТА НЕПРУЖНЕ РОЗСІЯННЯ ІОНІВ ^{15}N ЯДРАМИ ^{13}C ПРИ ЕНЕРГІЇ 84 МеВ

А. Т. Рудчик¹, К. Русек², С. А. Вознюк¹, А. А. Рудчик¹, Вал. М. Пірнак¹,
О. А. Понкратенко¹, О. В. Герашенко¹, К. А. Черкас¹, Е. П'ясецькі²,
А. Столяж², А. Тжціньска², І. Строск³, Є. І. Кошій⁴, Р. Сюдак⁵,
С. Б. Сакута⁶, В. А. Плюйко⁷, Ю. М. Степаненко¹, В. В. Улещенко¹,
А. П. Ільїн¹, Ю. О. Ширма¹

¹ Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

² Лабораторія важких іонів Варшавського університету, Варшава, Польща

³ Національний центр ядерних досліджень, Варшава, Польща

⁴ Циклотронний інститут Техаського А&М університету, Техас, США

⁵ Інститут ядерної фізики ім. Г. Неводнічанського, Краків, Польща

⁶ Національний дослідний центр «Курчатовський інститут», Москва, Росія

⁷ Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ, Україна

Отримано нові експериментальні дані диференціальних перерізів пружного та непружного розсіяння іонів ^{15}N ядрами ^{13}C при енергії $E_{\text{лаб.}}(^{15}\text{N}) = 84$ МеВ. Експериментальні дані проаналізовано за оптичною моделлю та методом зв'язаних каналів реакцій (МЗКР). У МЗКР-розрахунках у схему зв'язку каналів включались пружне та непружне розсіяння, процеси реорієнтації спінів ядер ^{13}C і ^{15}N у збуджених станах та найбільш важливі одно- та двоступінчастих реакцій передач нуклонів і кластерів. Визначено параметри потенціалу взаємодії ядер $^{13}\text{C} + ^{15}\text{N}$ в основних і збуджених станах та параметри деформації цих ядер. Оцінено внески реакцій одно- та двоступінчастих передач нуклонів і кластерів у диференціальні перерізи пружного й непружного розсіяння ядер $^{13}\text{C} + ^{15}\text{N}$. Досліджено ізотопні ефекти в розсіянні та взаємодії ядер $^{15}\text{N} + ^{13}\text{C}$ і $^{14}\text{N} + ^{13}\text{C}$.

ПРУЖНЕ ТА НЕПРУЖНЕ РОЗСІЯННЯ ІОНІВ ^{15}N ЯДРАМИ ^{12}C ПРИ ЕНЕРГІЇ 81 МеВ

А. Т. Рудчик¹, К. Русек², О. Е. Куцик¹, А. А. Рудчик¹, Вал. М. Пірнак¹,
О. А. Понкратенко¹, Е. П'ясецькі², А. Столяж², А. Тжціньска², І. Строск³,
Є. І. Кошій⁴, Р. Сюдак⁵, С. Б. Сакута⁶, В. А. Плюйко⁷,
Ю. М. Степаненко¹, В. В. Улещенко¹, А. П. Ільїн¹, Ю. О. Ширма¹

¹ Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

² Лабораторія важких іонів Варшавського університету, Варшава, Польща

³ Національний центр ядерних досліджень, Варшава, Польща

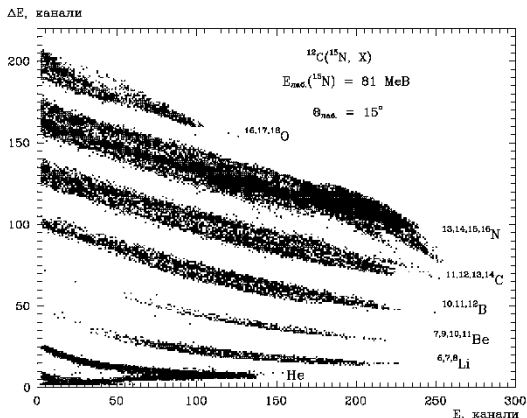
⁴ Циклотронний інститут Техаського А&М університету, Техас, США

⁵ Інститут ядерної фізики ім. Г. Неводнічанського, Краків, Польща

⁶ Національний дослідний центр «Курчатовський інститут», Москва, Росія

⁷ Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ, Україна

Отримано нові експериментальні дані диференціальних перерізів пружного та непружного розсіяння іонів ^{15}N ядрами ^{12}C при енергії $E_{\text{лаб.}}(^{15}\text{N}) = 81$ МеВ. Експеримент проведено на Варшавському циклотроні У-200Р з використанням ΔE - E -методики з кремнійовими детекторами.



Типовий $\Delta E(E)$ -спектр ядерних процесів $^{12}\text{C}(^{15}\text{N}, X)$ при енергії $E_{\text{лаб.}}(^{15}\text{N}) = 81$ МеВ.

Експериментальні дані проаналізовано за оптичною моделлю та методом зв'язаних каналів реакцій. Пружне та непружне розсіяння, процеси реорієнтації спінів ядер ^{12}C і ^{15}N у збуджених станах та найбільш важливі реакції передач включались у схему зв'язку каналів.

Визначено параметри *потенціалу* взаємодії ядер $^{15}\text{N} + ^{12}\text{C}$ в основних та збуджених станах, а також пара-метри *деформації* цих ядер.

Оцінено внески реакцій одно- та двоступінчастих пере-дач нуклонів і кластерів у диференціальні перерізи пружного й непружного розсіяння ядер $^{15}\text{N} + ^{12}\text{C}$.

Досліджено *ізотопічні* від-мінності в розсіянні та взаємо-дії ядер $^{15}\text{N} + ^{12}\text{C}$ і $^{14}\text{N} + ^{12}\text{C}$.

ПРУЖНЕ ТА НЕПРУЖНЕ РОЗСІЯННЯ ІОНІВ ^{15}N ЯДРАМИ ^7Li ПРИ ЕНЕРГІЇ 81 МеВ У ПОРІВНЯННІ З РОЗСІЯННЯМ $^{14}\text{N} + ^7\text{Li}$

А. Т. Рудчик¹, Л. М. Муравинець², Є. І. Кошій³, Е. П'ясецькі⁴, К. Русек⁴,
А. Тршінська⁴, Вал. М. Пірнак¹, А. А. Рудчик¹, О. А. Понкратенко¹,
В. А. Плюйко², С. Б. Сакута⁵, А. Столяж⁴, І. Строк⁶, А. Щурек⁷

¹ Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

² Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ

³ Харківський національний університет ім. В. Н. Каразіна, Харків

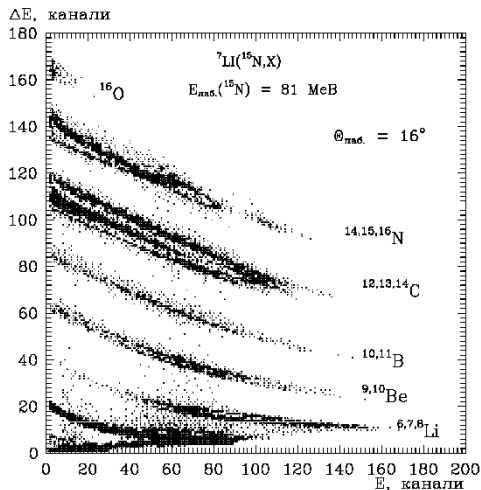
⁴ Лабораторія важких іонів Варшавського університету, Варшава, Польща

⁵ Російський дослідницький центр «Курчатовський інститут», Москва, Росія

⁶ Національний інститут ядерних досліджень, Варшава, Польща

⁷ Інститут ядерної фізики ім. Г. Неводнічанського, Краків, Польща

Отримано нові експериментальні дані диференціальних перерізів пружного та непружного розсіяння іонів ^{15}N ядрами ^7Li при енергії $E_{\text{лаб.}}(^{15}\text{N}) = 81$ МеВ. Експеримент проведено з використанням пучка іонів ^{15}N Варшавського циклотрона У-200Р на експериментальній установці ICARE.



Типовий $\Delta E(E)$ -спектр продуктів реакцій $^7\text{Li}(^{15}\text{N}, X)$ при енергії $E_{\text{лаб.}}(^{15}\text{N}) = 81$ МеВ.

Експериментальні дані проаналізовано за методом зв'язаних каналів реакцій (МЗКР). Пружне та непружне розсіяння, процес реорієнтації спіна ядра ${}^7\text{Li}$ в основному та збуджених станах, а також найбільш важливі реакції передачі включались у схему зв'язку каналів.

Виявлено, що в пружному розсіянні іонів ${}^{15}\text{N}$ ядрами ${}^7\text{Li}$ на малі кути основну роль відіграє потенціальне розсіяння, а на великі кути – значну роль роль відіграє також процес реорієнтації спіна ядра ${}^7\text{Li}$. Внески реакцій передачі у пружне розсіяння ядер ${}^7\text{Li} + {}^{15}\text{N}$ незначні. Непружне розсіяння ядер із збудженням низькоенергетичних дискретних станів ядер ${}^7\text{Li}$ і ${}^{15}\text{N}$ задовільно пояснюється МЗКР-розрахунками в рамках моделі колективної природи цих станів (ротаційні та вібраційні збудження).

Визначено параметри потенціалу взаємодії ядер ${}^7\text{Li} + {}^{15}\text{N}$, а також параметри їхньої деформації δ_λ . При порівнянні кутових розподілів пружно розсіяних іонів ${}^{15}\text{N}$ і ${}^{14}\text{N}$ [1] ядрами ${}^7\text{Li}$ та параметрів потенціалів взаємодії їх виявлено ізотопічні відмінності.

1. Rudchik A.T., Herashchenko O.V., Kemper K.W. et al. Elastic and inelastic scattering of ${}^{14}\text{N}$ ions by ${}^7\text{Li}$ at 80 MeV (c.m. 26.7 MeV) // Eur. Phys. J. A. - 2014. - Vol. 50. - P. 159.

РЕАКЦІЯ ${}^7\text{Li}({}^{15}\text{N}, {}^{14}\text{C}){}^8\text{Be}$ ПРИ ЕНЕРГІЇ 81 MeV ТА ПОРІВНЯННЯ ПОТЕНЦІАЛІВ ВЗАЄМОДІЇ ЯДЕР ${}^{14}\text{C} + {}^8\text{Be}$ І ${}^{13}\text{C} + {}^8\text{Be}$

А. Т. Рудчик¹, К. Русек², Д. М. Муравинець¹, Є. І. Кошій³, А. А. Рудчик¹, Вал. М. Пірняк¹, О. А. Понкратенко¹, Е. П'ясецькі², А. Тжціньська², А. Столяж², І. Строк⁴, Р. Сюдак⁵, С. Б. Сакута⁶, В. А. Плюйко⁷, Ю. М. Степаненко¹, В. В. Улещенко¹

¹ Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

² Лабораторія важких іонів Варшавського університету, Варшава, Польща

³ Циклотронний інститут Техаського А&М університету, Техас, США

⁴ Національний інститут ядерних досліджень, Варшава, Польща

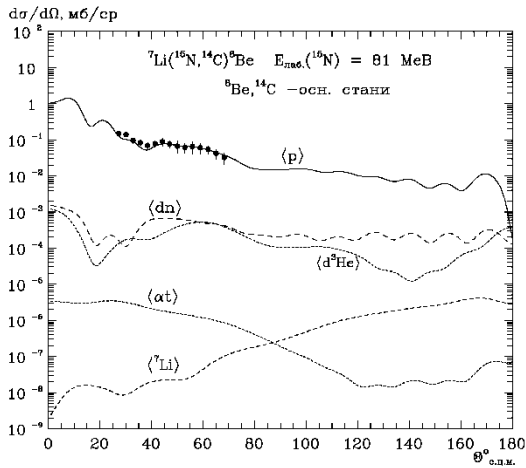
⁵ Інститут ядерної фізики ім. Г. Неводнічанського, Краків, Польща

⁶ Російський дослідний центр «Курчатовський інститут», Москва, Росія

⁷ Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ, Україна

Отримано нові експериментальні дані диференціальних перерізів реакції ${}^7\text{Li}({}^{15}\text{N}, {}^{14}\text{C}){}^8\text{Be}$ при енергії $E_{\text{лаб.}}({}^{15}\text{N}) = 81$ MeV. Експеримент проведено на Варшавському циклотроні У-200Р.

Експериментальні дані проаналізовано за методом зв'язаних каналів реакцій (МЗКР). У схему зв'язку каналів включались пружне й непружне розсіяння ядер і реакції одно- та двоступінчастих передачі нуклонів і кластерів. У МЗКР-розрахунках використовувались спектроскорічні амплітуди нуклонів і кластерів, обчислені в рамках трансляційно-інваріантної моделі оболонки (ТІМО).



Диференціальні перерізи реакції ${}^7\text{Li}({}^{15}\text{N}, {}^{14}\text{C}){}^8\text{Be}$ при енергії $E_{\text{лаб.}}({}^{15}\text{N}) = 81$ МеВ. Криві – МЗКР-розрахунки для одно- і двоступінчастих передач нуклонів і кластерів.

Установлено, що передача протона (крива $\langle p \rangle$) є домінуючим процесом у даній реакції. Інші можливі механізми передач кластерів, як видно на рисунку, не мають суттєвого значення.

Визначено параметри потенціалу взаємодії ядер ${}^{14}\text{C} + {}^8\text{Be}$ для основного та збуджених станів цих ядер. Отриманий $({}^{14}\text{C} + {}^8\text{Be})$ -потенціал з підгонки МЗКР-перерізів до експериментальних даних реакції порівнюється з відповідним фолдінг-потенціалом та раніше визначеним потенціалом взаємодії ядер ${}^{13}\text{C} + {}^8\text{Be}$.

ДОСЛІДЖЕННЯ ПЕРСПЕКТИВНИХ НАПРЯМКІВ ВІДНОВЛЕННЯ ПРИКЛАДНИХ ЯДЕРНИХ ДОСЛІДЖЕНЬ НА ТЕХНІЧНОМУ ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНОМУ КОМПЛЕКСІ ІЯД НАН УКРАЇНИ

В. І. Сахно

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

Інститут ядерних досліджень НАН України утворено на основі розвинутої мережі складної і дорогої ядерно-фізичної техніки, яка утворює унікальний експериментальний комплекс для експериментальних досліджень взаємодії різноманітних іонізуючих випромінювань низької та середніх енергій з матерією. Завданням цієї області ядерних досліджень є вивчення фундаментальних процесів атомних і ядерних перетворень необхідних для синтезу новітніх матеріалів з унікальними властивостями. Для ефективного експлуатації комплексу

в ринкових умовах, актуальним є окреслити перспективні напрямки прикладних досліджень на даному етапі економічного розвитку суспільства та оцінити можливі шляхи та методи їх здійснення. Такі проблеми були метою проведення спеціального дослідження, основні результати якого викладено в даній доповіді.

У доповіді розглядаються експериментальні можливості ядерного комплексу ІЯД НАН України, історія, цілі і завдання його створення, поточний стан ядерно-фізичних установок. Розглянуто досвід прикладних ядерних досліджень, нагромаджений на попередніх етапах його експлуатації. Аналізуються методи організації прикладних досліджень і розробок, розглядаються найбільш видатні досягнення вчених ІЯД в застосуванні методів прикладної ядерної фізики для вирішення актуальних проблем економічного розвитку Держави. Досліджено результати заходів удосконалення структури технічного комплексу, виконані останнім часом. Формулюються реальні фізичні параметри технічного комплексу в даний час та потенціальні можливості їх розширення.

Визначено повний перелік найбільш перспективних напрямків прикладних робіт. Пропонується економічно обґрунтована програма поетапного розгортання прикладних ядерних досліджень, виходячи з реального стану та потенціальних можливостей техніки. Вона може одночасно реалізувати два напрямки прикладних робіт – випуск промислової продукції та медико-біологічні роботи. Найближчим до практичного здійснення виявилось виробництво нанопористих матеріалів на основі трекових ядерних мембран. Для цих технологій в експериментальному комплексі ІЯД практично є усі необхідні компоненти. Одночасно, на цьому ж обладнанні передбачено розгортання медико-біологічних робіт в області ядерної медицини. Такі можливості реалізуються завдяки потужній і надзвичайно розвиненій структурі технічного комплексу ІЯД, який складається з широкого набору унікального обладнання для генерації різноманітних заряджених частинок, нейтронів та гама-квантів.

Кінцевою метою програми є організація виробництва наукоємної продукції (ядерних мембран) та надання послуг медикам-онкологам по опроміненню ракових пухлин протонами та нейтронами для здійснення найбільш прогресивних методів протонної і нейтронної терапії. Дослідження показали, що створення на базі ядерно-фізичної техніки ІЯД крупного Національного технічного комплексу ядерної медицини європейського масштабу є реальною і перспективною задачею. Привабливим є організація випуску медичних радіоізотопів для створення радіофармпрепаратів, відновлення корисної і економічно ефективною технології використання ядерних методів у сільському господарстві та інші. Як супутні напрямки, програмою визначаються платні екологічні дослідження з різними формами активаційного аналізу, прикладні розробки промислових радіаційних технологій та вивчення динаміки структури матеріалів під дією енергії іонізуючих випромінювань.

Аналіз здійснено на основі дослідження досвіду провідних зарубіжних ядерних центрів та результатів власних робіт по впровадженню методів прикладної ядерної та радіаційної фізики в промислове виробництво.

КОМБІНОВАНИЙ МОНІТОРИНГ ПОШИРЕННЯ РАДІОНУКЛІДІВ ТА ВАЖКИХ МЕТАЛІВ У НАЦІОНАЛЬНО-ПРИРОДНИЧИХ ПАРКАХ ЗАКАРПАТТЯ

Н. І. Сватюк¹, О. І. Симканич², В. Т. Маслюк¹

¹ *Інститут електронної фізики НАН України, Ужгород*

² *Ужгородський національний університет, Ужгород*

Моніторинг довкілля є важливим елементом контролю і систематизації даних щодо екологічного стану навколишнього середовища та виявлення джерел антропогенного впливу на нього. У цьому відношенні важливим є фоновий моніторинг, оскільки він дає змогу врахувати особливості геологічних і геохімічних умов природного середовища, визначити вплив кліматичних та інших факторів на формування природних екосистем. Це особливо важливо для молодих гір, якими зокрема є Карпати.

У даній роботі представлено результати дослідження поширення, концентрування та міграції радіонуклідів природного та штучного походження, а також важких металів (ВМ) у ґрунтах та донних відкладах заповідних територій Закарпатської області, якими є Національні природні парки (НПП), зокрема «Синевир», «Ужанський» і «Зачарований край». Представлено дані дослідження розподіл гамма-активних нуклідів (ГАН) і ВМ у ґрунтових профілях, донних відкладах малих річок та територій НПП Закарпатської області, у межах пралісів, що дає змогу виявити закономірності їх міграції та акумуляції у довкіллі. Це в свою чергу дає можливість прогнозувати їх майбутній вміст у об'єктах навколишнього середовища розробляти заходи і засоби мінімізації негативного впливу ГАН і ВМ на довкілля і людину.

На основі проведеного аналізу зразків та порівняння вмісту ВМ у гумусовому ґрунтовому профілі і донних відкладах малих річок НПП «Синевир», «Ужанський» і «Зачарований край» показано, що в межах гірський – передгірський – низинний ландшафти відбувається «геохімічний знос» ВМ, що визначає їх підвищений вміст саме у низинних регіонах області.

Результати радіоекологічного і геохімічного моніторингу в межах НПП Закарпатської області дали змогу провести паспортизацію та картографування досліджуваних НПП і прилеглих територій, що дало змогу виявляти зони акумуляції ВМ і ГАН, встановити тенденції щодо міграції цих інгредієнтів у довкіллі, а також прогнозувати майбутній стан природно-заповідних об'єктів і прилеглих територій за цими показниками.

ЗАВИСИМОСТЬ ИНТЕНСИВНОСТИ ЭЛЕКТРОНОВ ИОНИЗАЦИИ ОТ ЭНЕРГИИ α -ЧАСТИЦ, ВЫЗЫВАЮЩИХ ЭТУ ИОНИЗАЦИЮ

Л. П. Сидоренко

Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев

При прохождении α -частиц через тонкую пленку из Au из нее испускаются электроны низкой энергии. Это происходит как в месте входа α -частицы в пленку (отражение), так и в месте выхода α -частиц из пленки (пропускание). Интенсивность испускания электронов при пропускании заметно выше интенсивности при отражении. Разность этих интенсивностей и представляет собой интенсивность электронов ионизации, поскольку их испускание обусловлено ионизацией α -частицей приповерхностных атомов. В работе выполнены измерения зависимости интенсивности этих электронов от энергии α -частиц.

Измерения выполнены методом (e, α)-совпадений на установке, описанной в [1], модернизированной для таких измерений. При этом энергия α -частиц источника ^{238}Pu изменялась с помощью тормозящих фольг из Al разной толщины. Регистрация электронов осуществлялась шевроном микроканальных пластин (МКП) с двойной сеткой-энергоанализатором на входной поверхности, α -частицы регистрировались также шевроном МКП, входная поверхность которого была закрыта пленкой толщиной 180 мкг/см² от попадания электронов.

Результаты измерений приведены в таблице, где показаны интенсивности электронов с энергией $E_e > eU_c$ (U_c – напряжение на сетке) при энергии облучающих мишень из Au α -частиц E_α . Отдельной строкой приведены интенсивности e_0 -электронов ($E_e < 24$ эВ).

Интенсивности электронов ионизации (произвольные единицы)

U_c	$E_\alpha = 5,50$ МэВ	$E_\alpha = 4,54$ МэВ	$E_\alpha = 3,80$ МэВ	$E_\alpha = 3,41$ МэВ
0 В	2,20(7)	2,55(6)	2,35(10)	2,62(8)
-24 В	1,79(5)	1,93(3)	2,16(4)	2,38(5)
-50 В	1,69(6)	1,84(4)	2,14(4)	2,32(6)
-100 В	1,62(4)	1,78(4)	2,02(4)	2,18(9)
E_0	0,41(9)	0,62(7)	0,18(10)	0,23(10)

Из полученных данных и наблюдений при проведении эксперимента можно сделать такие выводы:

1. Зависимость интенсивности электронов ионизации от энергии α -частиц E_α – не монотонно убывающая (что характерно для отражательной геометрии), она имеет скачок в промежутке от 3,8 до 4,5 МэВ. Скачок особенно хорошо виден для e_0 -электронов, для электронов более высокой энергии он заметно слабее.

2. При проведении измерений наблюдалась очистка поверхности пленки от сорбатов. При этом интенсивность ϵ_0 -электронов на входе α -частиц в поверхность пленки уменьшается, а при выходе их из поверхности – увеличивается.

1. *Курпяшкин В.Т. и др. // УФЖ. - 2012. - Т. 57. - С. 5.*

ВАРИАНТ ВЫБОРА ПАРАМЕТРА РЕГУЛЯРИЗАЦИИ ПО КРИТЕРИЮ L–КРИВОЙ ПРИ ДЕКОНВОЛЮЦИИ СПЕКТРА

А. М. Соколов

Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев

Выбор параметра регуляризации – важный и до сих пор актуальный этап в методе регуляризации решения некорректно поставленных задач, к которым относятся многие обратные задачи, в частности, задача деконволюции спектра, т.е. устранения искажающего влияния аппаратуры при регистрации экспериментальных спектрометрических данных. Задача сводится к решению интегрального уравнения Фредгольма 1-го рода:

$$\int_a^b K(t,s)x(s)ds = y_\delta(t), \quad t \in [c,d], \quad (\text{в операторном виде } Kx = y_\delta), \quad (1)$$

где $x(s)$ – интересующая нас исходная зависимость (неискаженный спектр); $y_\delta(t)$ – полученная в результате регистрации спектра аппаратурой зависимость (зарегистрированный спектр); δ - уровень ее погрешности; $K(t, s)$ – аппаратная функция, предполагаемая заданной.

В методе регуляризации [1] решение уравнения (1) заменяется задачей на минимум сглаживающего функционала Тихонова

$$\arg \min_x \left(\|Kx - y_\delta\|_{L_2}^2 + \alpha \|x\|_{W_2^1}^2 \right).$$

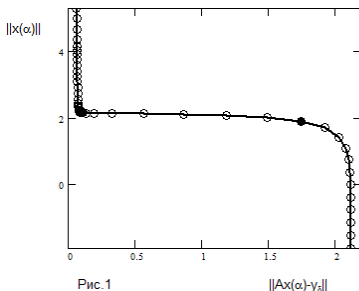


Рис.1

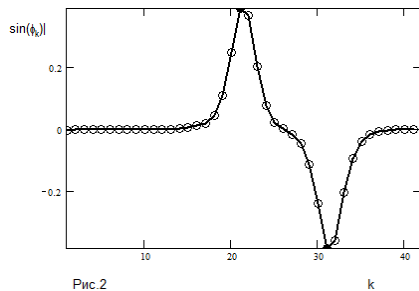


Рис.2

Выбор параметра регуляризации α в привлекательном своей графической наглядностью методе L-кривой [2] приводит к громоздким вычислениям кривизны кривой и затрудняется сгущением точек в области угла кривой (рис. 1). В настоящей работе предлагается удобное средство выбора точки, представляющей угол L-кривой на основе поведения векторов, соединяющих последовательные точки графика сеточной функции, по значениям которой фактически строится L-кривая. Локальный максимум новой кривой покажет точку, соответствующую углу L-кривой (рис. 2).

1. Тихонов А.Н., Арсенин В.Я. Методы решения некорректных задач. - М.: Наука, 1979.
2. Hansen P.C., O'Leary D.P. The use of the L-curve in the regularization of discrete ill-posed problems // SIAM J. Sci. Comput. - 1993. - Vol. 14. - P. 1487 - 1503.

ЛІЧИЛЬНИК МЮОННОГО ВЕТО НИЗЬКОФОНОВОГО СЦИНТИЛЯЦІЙНОГО ДЕТЕКТОРА

Н. В. Сокур^{1,2}, Ф. А. Даневич², Д. В. Касперович², Б. М. Кропив'янський²

¹ Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ

² Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

Установку BALOO (BAsement LOw background scintillatiOn setup) розроблено у відділі фізики лептонів ІЯД НАН України для вимірювань радіоактивної забрудненості сцинтиляційних кристалів та конструктивних матеріалів, досліджень рідкісних ядерних процесів.

В установці сцинтиляційний кристал вольфрамату кадмію (CdWO_4) розмірами $\varnothing 70 \times 70$ мм оптично приєднано через світловід з надчистого кварцу ($\varnothing 100 \times 162$ мм) до низькофонового фотоелектронного помножувача (ФЕП). Детектор оточено пасивним захистом з безкисневої електролітичної міді товщиною 6-12 см і старого свинцю (виплавленого близько 40 років тому) товщиною 15 см. Над свинцевим захистом розміщено 4 пластикові сцинтилятори розмірами $50 \times 50 \times 12$ см, з встановленими на них чотирма ФЕП ФЭУ-125, що слугують активним захистом від космічного випромінювання, переважно мюонів. Окрім того, до складу системи реєстрації входить розроблений у відділі фізики лептонів електронний блок, що відкидає швидкі сигнали, спричинені черенковським випромінюванням внаслідок проходження космічних мюонів через кварцовий світловід (а також накладання таких сигналів на сигнали від сцинтилятора CdWO_4).

Пасивний і активний захист установки зменшує рівень фону детектора CdWO_4 на 3 порядки (в діапазоні енергій 0,5 - 2,6 MeV) у порівнянні з незахищеним детектором. Разом з тим, мюонне вето має досить низьку геометричну ефективність і дає можливість знизити космічну компоненту фону лише на

1 порядок величини (для подій з енергіями вище 3 МеВ). Збільшення ефективності реєстрації космічних мюонів, що проходять через сцинтилятор CdWO₄ під малими кутами до горизонту, можна досягти шляхом встановлення додаткових лічильників мюонів навколо свинцевого захисту установки. Такі детектори зараз знаходяться на стадії розробки. В роботі представлено результати перевірки однорідності та ефективності реєстрації космічних мюонів лічильником мюонів з пластмасовим сцинтилятором на основі поліметилметакрилату розмірами 625 × 205 × 20 мм, який проглядається ФЕП ФЭУ-118 через світлолід з органічного скла у формі зрізаного конуса розмірами 600 × 250 × 25 мм.

ДЕТЕКТОРИЗОВАНИЙ ФАНТОМ ДЛЯ ДОСЛІДЖЕНЬ З ПРОСТОРОВО ФРАКЦІОНОВАНОЇ РАДІАЦІЙНОЇ ТЕРАПІЇ

**Д. І. Сторожик¹, О. С. Ковальчук¹, І. Мартінез-Ровіра²,
Є. Л. Момот¹, О. Ю. Охріменко¹, В. М. Пугач¹, Д. В. Рамазанов^{1,3},
А. Фаус-Гольф², С. І. Форостенко^{1,3}**

¹ *Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна*

² *Лабораторія Лінійного Прискорювача, Орсе, Франція*

³ *Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ, Україна*

Використовуючи моделювання методом Монте-Карло, оцінено дизайн та ефективність коліimatorів для цілей фракціонованої міні-пучкової радіаційної терапії. Розрахунки здійснено для іонних пучків водню, вуглецю, кисню а також електронів та гама-квантів при енергіях, придатних для медичного застосування.

Для вимірювання розподілу інтенсивності заряджених частинок в багато пучкових структурах, сформованих щілинними або матричними коліimatorами, були випробувані мікропіксельні металеві та гібридні детектори. Детекторні системи на базі кремнієвих та металевих детекторів показали високу ефективність по моніторингу багато пучкових структур в реальному часі.

Наступним етапом є створення детекторного фантому. Такий пристрій дасть змогу отримувати дані розподілу інтенсивності іонів в багато пучкових структурах одночасно на різній глибині проникнення у фантом. У рамках даної роботи було виготовлено прототип детекторного фантому та проведені попередні характеристичні дослідження його роботи на пучках іонізуючого випромінювання. Фантом складається з шарів плексигласу та металевих фольгових детекторів. Фантом має модульну структуру, що дає змогу змінювати товщину робочого тіла (плексиглас) та кількість детекторів. Попередні дослідження роботи детекторного фантому виконані на джерелі стронцій-90 з використанням високочутливих зарядових інтеграторів розробки ІЯД НАН України.

**ПОШУК α -РОЗПАДІВ ІЗОТОПІВ Os,
ЩО СУПРОВОДЖУЮТЬСЯ ВИПРОМІНЕННЯМ γ -КВАНТІВ,
ЗА ДОПОМОГОЮ НИЗЬКОФОНОВОГО BEGe ДЕТЕКТОРА**

**В. І. Третяк¹, П. Беллі^{2,3}, Р. Бернабей^{2,3}, Ф. А. Даневич¹, А. Інчікитті⁴,
Ф. Каппелла⁴, В. Караччіоло⁵, Г. П. Ковтун⁶, Н. Г. Ковтун⁶,
М. Лаубенштейн⁵, Д. В. Пода^{1,7}, О. Г. Поліщук¹, Р. Черулі⁵,
А. П. Щербань⁶**

¹ *Інститут ядерних досліджень, Київ, Україна*

² *НІЯФ, відділення у Римі «Тор Вергата», Рим, Італія*

³ *Римський університет «Тор Вергата», Рим, Італія*

⁴ *НІЯФ, відділення у Римі, Рим, Італія*

⁵ *Національна лабораторія Гран-Сассо, Ассерджі, Італія*

⁶ *ННЦ «Харківський фізико-технічний інститут», Харків, Україна*

⁷ *Наук. центр з яд. фізики та матеріалознавства, НЦНД/НІЯФФЧ,
університет Париж-Південь, університет Париж-Сакле, Орсе, Франція*

Усі 7 ізотопів осмію ^{184,186,187,188,189,190,192}Os, що присутні у природній суміші ізотопів осмію, теоретично є нестабільними по відношенню до альфа розпаду, однак на сьогодні цей процес експериментально спостережено тільки для двох із них: ¹⁸⁴Os з періодом напіврозпаду $T_{1/2} = (1,1 \pm 0,2) \cdot 10^{13}$ р (у нещодавніх геохімічних вимірюваннях [1]) та ¹⁸⁶Os з $T_{1/2} = (2,0 \pm 1,1) \cdot 10^{15}$ р (у прямому експерименті [2]). Альфа розпад може супроводжуватися випроміненням гамма-квантів, якщо він іде на збуджені рівні дочірнього ядра, або якщо дочірнє ядро – нестабільне. Дані, накопичені впродовж 7950 год у Національній лабораторії Гран Сассо (Італія, глибина 3600 м водного еквіваленту) у низькофоновій установці з напівпровідниковим германієвим детектором з чутливістю у широкому діапазоні енергій (Broad Energy Germanium Detectors, BEGe) об'ємом 112 см³ та зразком Os масою 118 г, були використані для пошуку альфа розпаду ізотопів Os з випроміненням γ квантів. Зокрема, було здійснено аналіз даних з метою пошуку α розпадів ¹⁸⁴Os на збуджений рівень ¹⁸⁰W ($E_{\text{exc}} = 103,5$ кеВ) та ¹⁸⁶Os на рівень ¹⁸²W ($E_{\text{exc}} = 100,1$ кеВ). Очікувані періоди напіврозпаду для цих двох розпадів були розраховані в рамках кількох моделей як: $T_{1/2} = (1,5 - 3,3) \cdot 10^{15}$ р (¹⁸⁴Os) та $T_{1/2} = (0,9 - 2,3) \cdot 10^{17}$ р (¹⁸⁶Os). В експериментальних даних на енергії 100,1 кеВ присутня особливість, схожа на пік; його площу можна оцінити як $S = 32_{-17}^{+22}$ відліків (площа піка суттєво залежить від інтервалу енергій, що використовується для підгонки даних). Це відповідає періоду напіврозпаду $T_{1/2} = 2,9_{-1,2}^{+3,2} \times 10^{17}$ р, у згоді з теоретичними оцінками. Пік з енергією 103,5 кеВ відсутній в експериментальному спектрі; можна дати лише обмеження на період напіврозпаду: $T_{1/2} > 4,5 \cdot 10^{15}$ р з довірчою

імовірністю 90 % (що також не протирічить теоретичним оцінкам). Вимірювання продовжуються для набору більшої статистики.

1. *Peters S.T.M. et al. Earth and Planetary // Sci. Lett. - 2014. - Vol. 391. - P. 69.*
2. *Viola V.E. et al. // J. Inorg. Nucl. Chem. - 1975. - Vol. 37. - P. 11.*

ГЕНЕРАЦІЯ K_s -МЕЗОНІВ У p - ^{208}Pb ЗІТКНЕННЯХ ПРИБЕЗПЕЧІ 5 ТеВ В ЕКСПЕРИМЕНТІ ЛНСЬ (СЕРН)

К. В. Трохимчук^{1,2}, В. М. Добішук^{1,2}, С. М. Колієв¹, І. О. Костюк^{1,2}, В. Є. Лукашенко^{1,2}, О. Ю. Охріменко¹, Є. О. Петренко¹, В. М. Пугач¹

¹ *Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

² *Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ*

Представлено результати по вимірюванню диференційних поперечних перерізів утворення K_s -мезонів у p - ^{208}Pb зіткненнях при енергії у системі центра мас 5 ТеВ в експерименті ЛНСЬ (СЕРН). Дані зібрані детектором ЛНСЬ в прямій та зворотній конфігураціях пучкових зіткнень (p - ^{208}Pb та ^{208}Pb - p). Наведено значення поперечних перерізів для діапазонів поперечного імпульсу:

$0,15 \frac{\text{GeV}}{c} < p_T < 6 \frac{\text{GeV}}{c}$, рапідіті для протон-ядерних зіткнень $1,5 < y < 4$ та рапідіті для ядерно-протонних зіткнень $-5 < y < -2,5$. Обраховані значення фактора ядерної модифікації поперечних перерізів порівнюються з теоретичними наближеннями, націленими на пошук сигналів кварк-глюонної плазми [1].

1. *Krelnina Michal, Nemchik Jan. Cronin effect at different energies: from RHIC to LHC. EPJ Web of Conferences. 66, 04016 (2014). DOI: 10.1051/epjconf/20146604016*

МОДЕЛЮВАННЯ ОПРОМІНЕННЯ ДЕТЕКТОРИЗОВАНОГО ФАНТОМА ДЛЯ ДОСЛІДЖЕНЬ ПРОСТОРОВО ФРАКЦІОНОВАНОЇ ПРОМЕНЕВОЇ ТЕРАПІЇ

С. І. Форостенко^{1,2}, В. М. Пугач¹, І. Мартінез-Ровіра³

¹ *Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

² *Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ*

³ *Автономний університет Барселони, Іспанія*

Змодельовано у програмних пакетах GATE (Geant4 Application for Tomographic Emission) та Geant4 різні типи коліматорів для фракціонування опромінення, що дозволить вибрати оптимальну конфігурацію. Моделювання методом Монте Карло були виконані для протонів з енергією 105 та 50 МеВ, а також для гамма-квантів енергією 6 МеВ, для двох типів коліматорів (1D-2D)

щоб сформувати структури міні-пучків для просторового фракціонування променевої терапії.

Результати моделювання вказують на можливість формувати міні-пучки з використанням щілинних і матричних коліматорів з 1 мм отворами і близько 2 мм кроком, щоб зменшити дозу у здорових тканинах і доставити максимальну дозу (майже однорідну) до цільового об'єму. Визначено співвідношення між дозами в мінімумах та максимумах (peak-to-valley dose ratio PVDR) на різних глибинах проникнення у фантом для різних видів опромінення. Визначено розподіл поглинутої дози від вторинних частинок на різних глибинах фантома.

1. *Peucelle C., Martinez-Rovira I., Presado Y.* Spatial fractionation of the dose using neon and heavier ions: A Monte Carlo study // *Medical Physics.* – 2015. – Vol. 42. – P. 5928.
2. *Prezado Y., Renier M., Bravin A.* A new method of creating minibeam patterns for synchrotron radiation therapy: a feasibility study // *J. Synchrotron Rad.* - 2009. - Vol. 16. - P. 582 - 586.

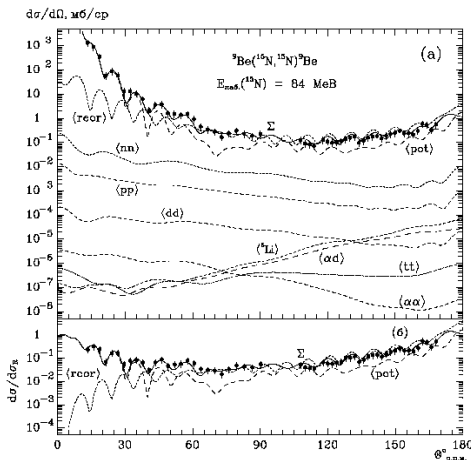
ЯДЕРНІ ПРОЦЕСИ ПРИ ВЗАЄМОДІЇ ЯДЕР

${}^6\text{Li} + {}^{16}\text{O}$, ${}^6\text{Li} + {}^{18}\text{O}$ ТА ${}^9\text{Be} + {}^{15}\text{N}$

К. А. Черкас

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

Отримано нові експериментальні дані диференціальних перерізів пружного й непружного розсіяння ядер ${}^{15}\text{N} + {}^9\text{Be}$ при енергії $E_{\text{лаб}}({}^{15}\text{N}) = 84$ MeV та ${}^{18}\text{O} + {}^6\text{Li}$ при енергії $E_{\text{лаб}}({}^{18}\text{O}) = 114$ MeV, а також диференціальні перерізи реакції ${}^6\text{Li}({}^{18}\text{O}, {}^{17}\text{O}){}^7\text{Li}$ при енергії $E_{\text{лаб}}({}^{18}\text{O}) = 114$ MeV для основного та збуджених станів ядер ${}^9\text{Be}$, ${}^{15}\text{N}$, ${}^{18}\text{O}$, ${}^6\text{Li}$, ${}^{17}\text{O}$, ${}^7\text{Li}$.



Диференціальні перерізи пружного розсіяння ${}^{15}\text{N} + {}^9\text{Be}$ при енергії $E_{\text{лаб}}({}^{15}\text{N}) = 84$ MeV. Штриховими кривими показано МЗКР-розрахунки різних ядерних процесів із виходом ядер ${}^{15}\text{N}$ та ${}^9\text{Be}$. Кривими Σ показано когерентні суми всіх процесів.

Експериментальні дані пружного й непружного розсіяння іонів та зазначеної реакції а також відомі з літературних джерел дані пружного і непружного розсіяння іонів ${}^6\text{Li} + {}^{16}\text{O}$ проаналізовано за оптичною моделлю (ОМ) та методом зв'язаних каналів реакцій (МЗКР). З аналізу даних за МЗКР визначено *потенціали* взаємодії ядер ${}^6\text{Li} + {}^{18}\text{O}$, ${}^{15}\text{N} + {}^9\text{Be}$, ${}^{17}\text{O} + {}^7\text{Li}$ та ${}^6\text{Li} + {}^{16}\text{O}$.

Досліджено *енергетичну залежність* потенціалу взаємодії ядер ${}^6\text{Li} + {}^{16}\text{O}$, використовуючи відомі з літератури експериментальні дані пружного розсіяння цих ядер при енергіях $E_{\text{с.п.м.}} = 3,27 \div 36,8$ МеВ.

Виявлено та досліджено *ізотопічні відмінності* потенціалів взаємодії ядер ${}^6\text{Li} + {}^{16}\text{O}$ і ${}^6\text{Li} + {}^{18}\text{O}$ та ${}^{17}\text{O} + {}^7\text{Li}$ і ${}^{16,18}\text{O} + {}^7\text{Li}$.

Визначено параметри деформації ядер ${}^{15}\text{N}$, ${}^9\text{Be}$, ${}^{18}\text{O}$, ${}^6\text{Li}$.

ПРИСКОРЕННЯ ПУЧКІВ ІОНІВ ВУГЛЕЦЮ ТА КИСНЮ

**А. Ф. Шаров, І. П. Дряпаченко, Г. Г. Зайкін, Д. А. Кушній,
О. А. Кушній, В. В. Осташко**

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

З 2012 р. на тандем-генераторі проводяться роботи по прискоренню пучків іонів легких елементів газоподібного стану. У 2016 р. продовжилися роботи з прискорення іонів вуглецю та кисню.

У даному випадку робочим газом для штатного джерела іонів дуоплазматрона був вибраний вуглекислий газ CO_2 . Досліджено спектр мас можливих іонів з джерела з цим робочим газом з використанням комутуючого магніту та тонкого щупу. Спостерігалися пучки негативно заряджених іонів як окремих атомів вуглецю і кисню, так і в межах масових чисел CO і CO_2 . Також були присутні пучки іонів атомарного і молекулярного водню з домішок H_2O у вуглекислому газі.

Досліджено ступінь перезарядки негативнозаряджених іонів в позитивнозарядженіна перезарядних вуглецевих мішенях покритих полімером formvar-24/19E.

Визначено, що придатними для прискорення можуть бути пучки з зарядністю 2^+ , 3^+ , 4^+ для вуглецю та 3^+ , 4^+ , 5^+ для кисню. Пучки іонів кисню транспортовано в реакційну камеру. Отримано перші спектри пружного розсіяння на ядрах деяких елементів.

Визначено, що система транспортування та діагностики важких іонів потребує суттєвої переробки у порівнянні з існуючою, яка повністю забезпечує надійну роботу з пучками іонів, протонів та дейтронів, оскільки при прискоренні важких іонів значно виріс потік емісійних електронів з металевих поверхонь формуючих елементів іонопроводу.

Створено програму розрахунку параметрів аналізуючого магніту для оперативного використання при прискоренні іонів з молекулярних комплексів.

ТЕОРЕТИЧНЕ ДОСЛІДЖЕННЯ ВПЛИВУ СТОХАСТИЧНОГО ОХОЛОДЖЕННЯ НА ПРИСКОРЮВАЛЬНІ ПУЧКИ ІОНІВ ТА АНТИПРОТОНІВ

М. Є. Долінська, Н. Л. Дорошко

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

При проектуванні сучасного прискорювального обладнання для коректування параметрів прискорених пучків протонів та важких іонів широко використовується стохастичне охолодження. Для дослідження впливу стохастичних процесів на імпульсний розкид, горизонтальний та поперечний емітанси необхідна наукова розробка теоретичної методики для вивчення цих процесів.

У даній роботі наводиться авторська методика для розрахунків параметрів стохастично охолоджених пучків, яка передбачає використання чисельного рішення рівняння Фоккера-Планка [1, 2]. Така методика пройшла успішну апробацію при вивченні параметрів пучків важких іонів на синхротроні ESR (GSI, Darmstadt) [3, 4].

Пропонується удосконалений алгоритм вирішення одномірного рівняння Фоккера-Планка [5]. Розроблений підхід базується на симуляційному алгоритмі багатократного масштабування, що дає змогу збільшити точність розв'язку рівняння Фоккера-Планка.

1. *Dolinska M.* Fokker-Planck equation solver for study stochastic cooling in storage rings // Nuclear Physics and Atomic Energy. - 2011. - Vol. 12, No. 4. - P. 407 - 413.
2. *Dolinska M.* Numerical algorithm based on the PDE method for solution of the Fokker-Planck equation // Problems of Atomic Science and Technology. - 2011. - Vol. 5(75). - P. 63 - 66.
3. *Dolinska M., Dimopoulou C., Dolinskii A. et al.* PDE numerical method // Proc. of the 2-nd Intern. Particle Accelerator Conference IPAC 2011 (Sept. 04 - 09, 2011, San Sebastián, Spain). - 2011. - P. 2298 - 2300.
4. *Dolinska M., Dimopoulou C., Dolinskii A. et al.* Simulations of Antiproton Stochastic Cooling in the CR // GSI Scientific report 2011. - Darmstadt, 2011. - P. 327.
5. *Dolinska M.E., Doroshko N.L.* Multiscale simulation algorithm for stochastic cooling simulation // Nuclear Physics and Atomic Energy. - 2016. - Vol. 17, No. 4.

МАСА ТОП-КВАРКА У ДВОЛЕПТОННОМУ КАНАЛІ РОЗПАДУ В ЕКСПЕРИМЕНТІ D0

М. С. Борисова (від імені колаборації D0)

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

Топ-кварк є найважчою елементарною частинкою стандартної моделі (СМ). Його маса (m_t) є вільним параметром лагранжиана СМ, що не передбачається з перших принципів. Топ-кварк було відкрито в 1995 р. колабораціями CDF і D0 у pp зіткненнях на коллайдері Теватрон в Fermilab. Незважаючи на те, що топ-кварк розпадається слабо, його велика маса призводить до дуже короткого часу життя близько $5 \cdot 10^{-25}$ с. Він розпадається на W -бозон і b -кварк до адронізації – процес, який має характерний часовий масштаб $1/\Lambda_{\text{QCD}} \approx (200 \text{ MeV})^{-1}$, що еквівалентно $\tau_{\text{адр}} \approx 3,3 \cdot 10^{-24}$ с, де Λ_{QCD} – це фундаментальний масштаб квантової хромодинаміки (КХД, QCD). Це дає унікальну можливість виміряти масу топ-кварка з високою точністю, відновлюючи параметри топ-кварка за допомогою його дочирніх частинок розпаду. На коллайдері Теватрон, топ-кварки народжуються, в основному, у вигляді tt пар за посередництвом сильної взаємодії. У теорії збурень (LO) в пертурбативній КХД, пара топ-кварків народжується в результаті кварк-антикварк ($q\bar{q}$) анігіляції з ймовірністю близько 85 %, або через глюон-глюонний (gg) фьюжн. Кінцеві стани утворення tt пари класифікуються відповідно до розпадів двох бозонів. Це призводить до фінальних станів з двома, одним чи без лептонів, які називаються як ділептонний ($\ell\ell$), лептон + струмені ($\ell + \text{струмені}$), і всі-струмені канали розпадів, відповідно. У цьому вимірюванні ми використовуємо ділептонні події у кінцевому стані, де обидва з бозонів розпадаються на лептони: $tt \rightarrow W^+bW^-b \rightarrow \ell^+v_\ell b\ell^-v_\ell b$. Зокрема, ми розглянемо три комбінації лептонів, $e\bar{e}$, $e\mu$ і $\mu\bar{\mu}$, в тому числі також електрони і мюони від лептонних розпадів τ лептонів, $W \rightarrow \nu_\tau \rightarrow \ell\nu_\ell\nu_\tau$. У подальшому буде представлено оновлене вимірювання маси топ-кварка у ділептонному каналі розпаду за використанням методу матричних елементів (ME).

Це вимірювання використовує весь набір даних, накопичений в експерименті D0 під час роботи Run II Колайдера Теватрон, з відповідною інтегрованою світимістю $9,7 \text{ fb}^{-1}$. Ми використовуємо останні значення вимірених поправок до енергетичної шкали струменів (JES) в експерименті D0 і витончені корекції енергетичної шкали b -кварків. Ми корегуємо енергії струменів за допомогою калібрувального фактору, отриманого при вимірюванні маси топ-кварка в аналізі $\ell + \text{струмені}$. Це вимірювання покращує попередній результат з використанням методу матричних елементів з інтегрованою світимістю $5,3 \text{ fb}^{-1}$ з коефіцієнтом 1,6, де статистична невизначеність поліпшується в 1,1 рази і систематична невизначеність з коефіцієнтом у 2,7.

ЗБУДЖЕННЯ ^{93m}Mo В (p, n)-РЕАКЦІЇ НА ЯДРАХ НІОБІУ

І. М. Вишневський, В. О. Желтоножський, А. М. Саврасов

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

На сьогоднішній день недостатньо досліджені ядерні реакції з протонами при біляпороговій області значень енергії бомбардуючих частинок при значній різниці спінів ізомерного та основного станів залишкового ядра. Заселення високоспінового стану поблизу енергетичного порогу ядерної реакції згідно статистичного механізму може бути сильно загальмоване. Тому дослідження збудження ізомерних станів ядер на ядрах мішеней з низькими спінами і бомбардуючими частинками, які вносять невеликий кутовий момент, дозволить краще оцінити роль нестатистичних механізмів. Одним із таких ізомерів є ^{93m}Mo – триквaziчастинковий ізомерний стан ($E^* = 2.4$ МеВ, $T_{1/2} = 6.85$ год, $J^\pi = 21/2^+$) і тому метою нашої роботи являється дослідження перерізу напрацювання ^{93m}Mo в (p, n)-реакції при біляпороговій величині енергії протонів.

Вимірювання перерізу напрацювання ^{93m}Mo проводилось на мішенях природного ізотопного складу ніобію після опромінення їх протонами з величиною енергії 3,85 МеВ. При цьому величина енергії збудження залишкового ядра складає лише 200 кеВ. Опромінення мішеней проводилось на тандем-генераторі ЕПП-10К Київського інституту ядерних досліджень НАН України. В якості монітору з метою усунення абсолютної величини потоку протонів із розрахунку перерізу використовувалась мідна фольга та ядерна реакція $^{nat}\text{Cu}(p, x)^{63}\text{Zn}$. Вимірювання активностей здійснювалось в окремій низькофоновій лабораторії за допомогою γ -спектрометрів, зібраних на базі HPGe-детекторів з енергетичною роздільною здатністю 1.8-2 кеВ на гама-лініях ^{60}Co та ефективністю реєстрації 15-40% порівняно з NaI(Tl)-детектором розмірами $3'' \times 3''$.

Отримані величини перерізу становлять $\sigma = (5,6 \pm 0,5) \cdot 10^{-30}$ см².

Проводиться обговорення одержаних результатів.

ДО ПИТАННЯ ПРО ЗБУДЖЕННЯ ІЗОМЕРНОГО СТАНУ $11/2^-$ ЯДРА ^{139}Ce В РЕАКЦІЇ (γ, n)^m

П. С. Деречкей, З. М. Біган

Інститут електронної фізики НАН України, Ужгород

Експериментальні і теоретичні результати дослідження збудження ізомерних станів в реакції $^{140}\text{Ce}(\gamma, n)^{139m,g}\text{Ce}$ представлені в області енергій гамма-квантів 10 - 18 МеВ. Ядро церія-140 – магічне з числом нейтронів $N = 82$ і повністю заповненою оболонкою $h_{11/2}^-$. Ізомерний рівень ядра ^{139}Ce формується дірковим станом $J^\pi = 11/2^-$.

На пучку гальмівних гамма-квантів мікротрону М-30 проводилося опромінення взірців CeO_2 . Вимірювання проходило з кроком $\Delta E = 0,5$ MeB з використанням активаційної методики. Безпосереднім результатом вимірювання являються ізомерні відношення виходів $d = Y_m/Y_g$, де Y_m і Y_g – виходи заселення ізомерного і основного станів. Одержана в експерименті крива залежності ізомерного відношення від максимальної енергії гальмівного спектру $d = f(E_{\gamma\text{max}})$ починаючи від порогу зростає і в області вище 18,0 MeB виходить на насичення. Експериментальна залежність ізомерних відношень $d = f(E_{\gamma\text{max}})$ апроксимувалася методом найменших квадратів кривою Больцмана:

$$d = A + (B - A) / [1 + \exp((E - E_0) / \Delta E_1)]$$

де A , B , E_0 і ΔE_1 – параметри. У результаті були одержані наступні значення параметрів: $A = 0,133 \pm 0,072$, $B = -0,0349 \pm 0,0100$, $E_0 = 13,56 \pm 0,32$ і $\Delta E_1 = 1,81 \pm 0,33$.

Наявність повних перерізів реакції (γ, n) реакції на ядрі ^{140}Ce [1] і одержаних ізомерних відношень (γ, n) дозволяє розрахувати переріз збудження в цій реакції ізомерного стану методом оберненої матриці. Одержаний переріз $\sigma_m(E)$ має однокорбу форму з максимумом при енергії $\sim 15,5$ MeB. Методом найменших квадратів переріз σ_m апроксимувався кривою Лоренца, при цьому одержані наступні значення параметрів: $\sigma_0 = 56,0 \pm 3,0$ (мб), $E_0 = 15,62 \pm 0,09$ (MeB), $\Gamma_0 = 3,28 \pm 0,27$ (MeB).

За допомогою програмного пакету TALYS-1.6 проведені теоретичні розрахунки перерізу реакції $^{140}\text{Ce}(\gamma, n)^{139\text{m,g}}\text{Ce}$. Задовільне узгодження розрахункового перерізу з експериментом досягається при врахуванні 15 збуджених низьколежачих рівнів ядра ^{139}Ce з бази даних RIPL-3.

1. *Leprêtre A., Beil H., Bergère R. et al. // Nucl. Phys. - 1976. - Vol. A 258. - P. 350.*

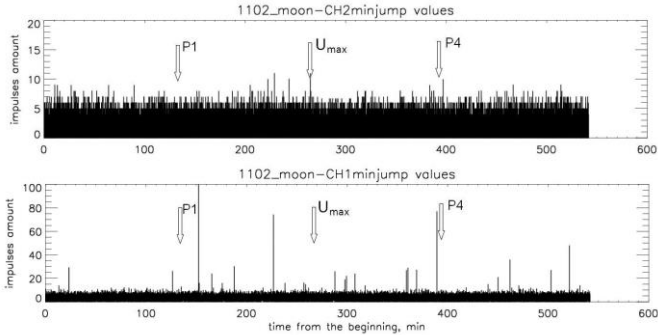
ПОВЕДІНКА ВЛАСНИХ ШУМІВ ІОНІЗАЦІЙНОЇ КАМЕРИ КНТ31-1 ПІД ЧАС МІСЯЧНОГО ЗАТЕМНЕННЯ 11.01.2017 Р.

А. Д. Скорбун, Г. І. Одинокін, О. А. Кучмагра

Інститут проблем безпеки атомних електростанцій НАН України, Чорнобиль

У рамках дослідження стабільності роботи промислової іонізаційної камери поділу КНТ31-1, призначеної для вимірювання нейтронних потоків, проведено вимірювання власних шумів апаратури під час місячного затемнення. Вимірювальна система знаходилася у приміщенні без спеціальних джерел нейтронів, швидкість фонового лічення нейтронів – один нейтрон за кілька хвилин. В експерименті вимірювалися інтервали часу між послідовними імпульсами з детектора, у результаті чого отримано довгі безперервні ряди інтерва-

лів. Для нашого аналізу із цих рядів інтервалів розраховувалися швидкості лічення. Один і той же сигнал від детектора подавався на два вимірювальні канали з різними рівнями дискримінації. У результаті отримано два ряди вимірювань: а) у каналі з високим рівнем дискримінації вимірювався потік нейтронів, оскільки амплітуда нейтронних імпульсів набагато перевищує амплітуду шумових сигналів; б) у каналі з дискримінацією сигналу по амплітуді зверху і знизу вимірювався шумовий сигнал, викликаний альфа-розпадом радіатора камери поділу.



Верхній рисунок: послідовний ряд швидкостей відліку у каналі альфа-струму; нижній: послідовний ряд швидкостей відліку у каналі вимірювання нейтронів. Стрілками показано: P1 – початок затемнення, U_{\max} – максимальна фаза, P4 – кінець затемнення.

В обох каналах зафіксовано деякі зміни сигналів під час затемнення.

У нейтронному каналі (нижній рисунок) зафіксовано різкі сплески кількості імпульсів поблизу астрономічних моментів затемнення (eclipsecontacts). Сплески дуже короточасні (тривалістю десятки мікросекунд). Цей ефект пов'язується з появою нейтронів, оскільки вимірювальний канал призначено саме для цього. Найбільшою величиною ефекту є на початку і в кінці затемнення. У максимальній фазі ефекту немає.

У каналі альфа-струму (див. верхній рисунок) у ті ж періоди часу помічено невелике зростання інтенсивності шумів. На відміну від попереднього, цей ефект є розтягнутим у часі, статистичним, але спеціальними методами статистичного аналізу (permutationtest) показано, що таке зростання інтенсивності шумів не могло утворитися випадково.

Ряди вимірювань, отримані протягом приблизно п'яти годин до початку затемнення, і п'яти годин після закінчення (на рисунках не показано), таких яскравих особливостей не мають.

Аналізується відповідність результатів відомим літературним даним про вплив Сонця і Місяця на стабільність радіоактивного розпаду.

Тези доповідей з атомної енергетики

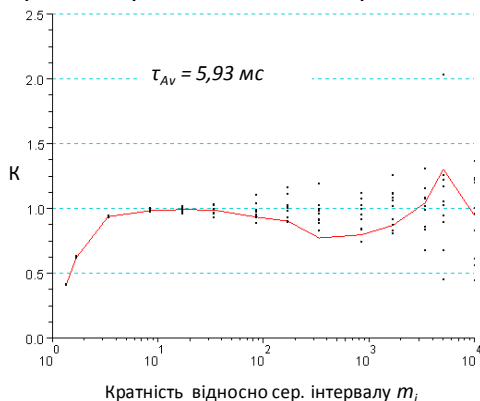
АНАЛІЗ ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЇ СТАТИСТИКИ ІНТЕРВАЛІВ МІЖ ВІДЛІКАМИ НЕЙТРОННОГО ДЕТЕКТОРА

В. В. Августов, О. А. Кучмагра, Г. І. Одинокін,
А. Д. Скорбун, С. М. Стадник

Інститут проблем безпеки АЕС НАН України, Київ

У роботі експериментально перевіряється, наскільки еквівалентними є статистика інтервалів часу між зареєстрованими подіями і статистика відліків блока детектування нейтронного потоку і дається числова оцінка такої еквівалентності.

Вимірювання часу реєстрації подій i , як результат, отримання ряду інтервалів дає можливість простим розрахунковим шляхом за даними одного вимірювання визначити число відліків (або швидкість рахунку імпульсів) за різні задані проміжки часу Δ . Така задача виникає, наприклад, у методі Фейнмана по визначенню коефіцієнта розмноження нейтронів k_{eff} , де треба знати швидкості відліків за різні проміжки часу Δ і, відповідно, проводити окремі вимірювання відліків за різні Δ .



У методі Фейнмана по визначенню k_{eff} використовується аналіз величини відношення дисперсії до середнього значення для вибірки відліків, яке для пуассонівського розподілу дорівнює одиниці. У статистиці інтервалів, які мають експоненціальний розподіл, аналогічною величиною є відношення стандартного відхилення до середнього, яке теж повинно дорівнювати одиниці. У роботі перевіряється справед-

ливість цих двох тверджень як для вибірки інтервалів, так і для отриманих з цих інтервалів вибірок швидкостей відліків за певний проміжок часу (Δ). Результати для експериментальних вибірок порівнюються з аналогічним аналізом для модельних згенерованих комп'ютером вибірок.

На рисунку показано графічне представлення залежності відношення дисперсії до середнього від значення Δ для лабораторних вимірювань альфа-струму камери поділу (суцільна лінія) і кількох серій модельних даних (точки). Розрахункове значення середнього інтервалу за вибіркою інтервалів $\tau_{Av} =$

= 5,93 мс, що відповідає середній швидкості рахунку $n_0 = 1/\tau_{Av} = 168,62 \text{ с}^{-1}$. На графіку по осі ординат відкладено відношення дисперсії відліків D_i до середнього значення відліків N_{0i} для i -го значення часу експозиції Δ_i :

$$K_i = \frac{D_i}{N_{0i}}. \quad (1)$$

Величина K залежить від співвідношення між Δ і величиною середнього інтервалу. Тому на графіку по горизонтальній осі відкладено значення Δ в одиницях середнього значення інтервалів: кратність m_i часу експозиції Δ_i відносно середнього інтервалу τ_{Av} :

$$m_i = \frac{\Delta_i}{\tau_{Av}}. \quad (2)$$

У роботі також було перевірено відповідність теоретичних і експериментальних функцій розподілу для вибірок інтервалів від різних джерел нейтронного випромінювання.

АНАЛІЗ ЯДЕРНОЇ БЕЗПЕКИ СИСТЕМ ЗБЕРІГАННЯ ВІДПРАЦЬОВАНОГО ЯДЕРНОГО ПАЛИВА ВВЕР

В. І. Борисенко^{1,2}, В. В. Горанчук¹, Ю. Ф. Піонтковський², М. М. Сапон²

¹ Інститут проблем безпеки АЕС НАН України, Київ

² Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ

У даній роботі розглядається процедура та результати вибору консервативних припущень для обґрунтування ядерної безпеки технологічних операцій по зберіганню відпрацьованого ядерного палива (ВЯП) ВВЕР в централізованому сховищі ВЯП (ЦСВЯП). Вибір консервативних припущень в задачі аналізу ядерної безпеки має обґрунтовано підтвердити виконання вимог нормативних документів [1 - 3] щодо забезпечення підкритичності ВЯП при всіх операціях його знаходження в транспортному і перевантажувальному контейнерах, а також в контейнері зберігання.

Представлений опис розрахункових моделей системи зберігання відпрацьованих тепловидільних збірок (ТВЗ), побудованих із застосуванням кодів SCALE та MCNP, а також результати розрахунку та їхній аналіз по вибору найбільш консервативних умов розмноження нейтронів, які дають найбільше значення ефективного коефіцієнта розмноження нейтронів k_{eff} .

Найбільше консервативне припущення в моделях передбачає завантаження в багатоцільовий контейнер (БЦК) ТВЗ з найбільш можливими розмножувальними властивостями, а саме помилкове завантаження ТВЗ максимально-го збагачення за ^{235}U .

Для обґрунтування ядерної безпеки була вибрана консервативна модель із заповненням БЦК водою, оскільки при операціях завантаження ТВЗ на АЕС БЦК заповнюється водою, а також при аналізі деяких аварійних умов найгірші умови щодо забезпечення ядерної безпеки будуть досягатися у випадку заповнення БЦК водою.

Вибір параметрів розмножувальної системи ТВЗ у БЦК, який виконувався на основі проектних розмірів і допусків на паливні таблетки, на оболонку ТВЕЛів, на конструктивні елементи ТВЗ, на пластини комірок зберігання в БЦК, впливає на ефективний коефіцієнт розмноження нейтронів $k_{\text{еф}}$. У роботі визначені найбільш консервативні комбінації параметрів моделі розмножувальної системи ТВЗ у БЦК.

Максимальне значення ефективного коефіцієнта розмноження нейтронів $k_{\text{еф}}$ для систем зберігання ВЯП має бути нижчим за 0,95. Показано, що у ЦСВЯП дана вимога виконується при нормальних умовах експлуатації, при порушенні нормальних умов експлуатації та при проектних аваріях.

1. *Правила безопасности при хранении и транспортировании ядерного топлива на объектах ядерной энергетики, ПНАЭ Г-14-029-91, Госпрома-томнадзор СССР, 1991.*
2. *Правила ядерної та радіаційної безпеки при перевезенні радіоактивних матеріалів НП 306.2006.124-2006 (ПБПРМ-2006), ГИЯРУ.*
3. *НП 306.2.105-2004. Основные положения обеспечения безопасности промежуточных хранилищ сухого типа, ГИЯРУ [2004].*

ПІДВИЩЕННЯ КВАЛІФІКАЦІЇ З ФІЗИЧНОГО ЗАХИСТУ ОСОБОВОГО СКЛАДУ ПІДРОЗДІЛІВ З ОХОРОНИ – СУТТЄВИЙ ВНЕСОК У ЗАБЕЗПЕЧЕННЯ БЕЗПЕКИ АЕС УКРАЇНИ

**В. І. Гаврилюк¹, А. В. Гаврилюк-Буракова¹, О. В. Головінов²,
С. С. Драпей¹, О. О. Левіна¹, В. В. Пархоменко¹, І. А. Рибак²,
О. П. Романова¹, А. В. Самсоненко¹, І. В. Угольков², О. М. Худолій²**

¹ *Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

² *Головне управління Національної гвардії України, Київ*

Гібридна війна, що ведеться РФ проти України, ріст терористичної та злочинної діяльності в Україні, здатність міжнародного тероризму вчинити терористичний акт в будь-якому місці планети вимагає вжиття заходів з підвищення ефективності систем фізичного захисту ядерних установок, зокрема в частині забезпечення їхньої охорони.

У рамках проекту України і США «Включення системи фізичної ядерної безпеки України у структуру забезпечення глобальної фізичної ядерної безпеки» Навчальний центр з фізичного захисту, обліку та контролю ядерних матеріалів (НЦ) у співпраці з Головним управлінням Національної гвардії

України та навчальною корпорацією ARES (США) протягом 2016 р. здійснив підвищення кваліфікації з фізичного захисту особового складу військових підрозділів з охорони, що охороняють ядерні установки. Була визначена цільова аудиторія, підготовлено навчальні матеріали та проведено 17 навчальних курсів для слухачів різних категорій курсів за 7 темами, на яких пройшли підвищення кваліфікації 448 осіб. 11 курсів були проведенні в місцях дислокації військових частин, а 6 – в НЦ.

Результати оцінок слухачів щодо проведених курсів показали, що: 91,6 % слухачів вважають, що проведені курси є дуже актуальними і корисними; 93,0 % слухачів вважають, що матеріали посібників є інформативними і зрозумілими; 86,4 % слухачів будуть використовувати матеріали курсів у своїй роботі.

За результатами вступного та заключного тестування, що проводилося на кожному курсі, рівень знань у середньому зріс на 36,7 %.

РОЛЬ СУЧАСНИХ ТЕХНОЛОГІЙ ФІЗИЧНОГО ЗАХИСТУ В МІНІМІЗАЦІЇ НЕГАТИВНОГО ВПЛИВУ ЛЮДСЬКОГО ФАКТОРА НА ЕФЕКТИВНІСТЬ СИСТЕМИ ФІЗИЧНОГО ЗАХИСТУ

**В. І. Гаврилюк, С. С. Драпей, В. І. Киришук,
В. В. Пархоменко, М. В. Стрільчук**

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

Останні десятиріччя загрози ядерним установкам та ядерним матеріалам постійно зростають, що спонукає світове співтовариство постійно приділяти увагу боротьбі з проявами ядерного тероризму. Одним із шляхів зменшення загроз вчинення диверсії (терористичного акту) щодо ядерних установок є заходи із мінімізації впливу людського фактора на фізичний захист ядерних установок. Така мінімізація може бути досягнута шляхом впровадження в системи фізичного захисту автоматизованих комплексів інженерно-технічних засобів.

У 2012 р. в Інституті ядерних досліджень (Навчальний центр з фізичного захисту, обліку та контролю ядерного матеріалу) створено перший в Україні комплекс інженерно-технічних засобів системи фізичного захисту, що відповідає вимогам українського законодавства. Цей комплекс призначений як для досліджень у сфері фізичного захисту, так і для підвищення кваліфікації фахівців з фізичного захисту.

Можливості цього комплексу та перші результати досліджень щодо зменшення впливу людського фактора на ефективність системи фізичного захисту будуть представлені в доповіді.

ВПЛИВ ВИБОРУ ЗНАЧЕННЯ ТЕМПЕРАТУРИ ПАЛИВА ПРИ ПІДГОТОВЦІ КОНСТАНТНОГО ЗАБЕЗПЕЧЕННЯ НА РОЗРАХУНОК ХАРАКТЕРИСТИК ПАЛИВНОГО ЗАВАНТАЖЕННЯ

В. В. Гальченко, І. І. Шлапак

ТОВ «НВО «Імпульс-Київ», Київ

Під вигорянням ядерного палива розуміють процес поділу паливного матеріалу, в результаті якого вивільняється певна кількість енергії. Основними подільними ізотопами в ядерному паливі реакторів є ізотоп ^{235}U і ізопои ^{239}Pu , ^{241}Pu які напрацьовується в достатній кількості в процесі роботи реакторної установки.

Вихід того чи іншого ізотопів в процесі поділу залежить від того, який ізотоп (^{235}U або ^{239}Pu) брав участь в реакції. Динаміка напрацьовання ізотопу ^{239}Pu в ядерному паливі залежить від різних факторів, в тому числі і від температури палива, величина якої суттєвим чином впливає на накопичення ізотопів плутонію [1].

При підготовці константного забезпечення для подальших розрахунків кінетики реактора, важливим моментом є вибір стану, при якому відбувається розрахунок зміни ізотопного складу з вигорянням палива. Зазвичай, з цією метою використовують середні параметри, які мають місце в активній зони реактора, що працює на потужності [2].

Параметри теплоносія є визначеними і сталими. А от середнє значення температури палива може варіюватися в невеликому діапазоні, залежно від типу паливного завантаження.

У роботі проаналізовано вплив обраної температури палива на величини макроскопічних характеристик взаємодії і на результати розрахунку паливної кампанії реактора. Розрахунок паливної кампанії порівнювався з наявними експлуатаційними даними. Зроблено висновки що до вибору температури палива для розрахунку ізотопного складу при вигорянні.

1. Неделин О.В., Гальченко В.В., Маслов О.Б. Влияние температуры топлива на накопление изотопов плутония в топливе реактора типа ВВЭР // Тр. Одес. политех. ун-та. - 2002. - Вып. 2(18). - С. 58 - 61.
2. Гальченко В.В., Ковальчук В.С. Порівняльний аналіз підготовки мало групових констант з розподілом температури теплоносія по радіусу касети та з використанням її осередненого значення // Наукові вісті НТУУ «КПІ». - 2012. - № 1. - С. 12 - 18.

ОЦІНКА СТУПЕНЮ РАДІАЦІЙНОГО ОКРИХЧУВАННЯ МЕТАЛУ КОРПУСУ РЕАКТОРА БЛОКУ № 5 ЗАПОРІЗЬКОЇ АЕС

Г. П. Гринченко², В. М. Ревка¹, О. В. Тригубенко^{1,2}

¹ Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

² ВП «Науково-технічний центр» ДП «НАЕК «Енергоатом», Київ

Відповідно до ПНАЭ Г-7-008-89 [1] корпуси реакторів підлягають обов'язковому контролю (включаючи основний метал обичайок, зварні з'єднання, антикорозійну наплавку тощо) протягом всього періоду експлуатації АЕС. Оцінка цілісності корпусу реактора (КР) є одним із фундаментальних завдань при аналізі безпечної експлуатації реакторної установки.

Згідно з програмою зразків-свідків (ЗС), яка реалізується на енергоблоках України, для здійснення матеріалознавчого супроводу безпечної експлуатації КР проводяться випробування зразків, виготовлених з матеріалу корпусу, на статичний розтяг, ударний вигин та в'язкість руйнування. Таким чином, шляхом вивантаження комплектів ЗС та їхнього випробування здійснюється періодичний контроль змін механічних властивостей металу КР.

Основною метою випробувань є визначення температури крихко-в'язкого переходу (ТКВП) та її зсуву внаслідок впливу експлуатаційних факторів. Ці дані дають можливість оцінити ресурс корпусу при проведенні переоцінки терміну його безпечної експлуатації. Крім того за результатами визначення зсуву ТКВП оцінюють радіаційне окрихчування матеріалу КР. Критерієм при цьому служить коефіцієнт радіаційного окрихчування A_F , величина якого порівнюється з нормативним значенням, вказаним у ПНАЭ Г-7-002-86 [2].

У даній роботі проведено оцінку радіаційного окрихчування металу КР енергоблоку № 5 Запорізької АЕС. В аналіз було включено результати випробувань зразків основного металу (ОМ) обичайок корпусу та металу зварного шва.

Для отримання представницьких результатів випробувань на ударний вигин та в'язкість руйнування було застосовано технологію реконструкції випробуваних ЗС, завдяки чому сформовано групи зразків з максимальним значенням накопиченого флюенса швидких нейтронів $92,2 \cdot 10^{22}$ нейтр/м² для ОМ та $76,9 \cdot 10^{22}$ нейтр/м² – для металу зварного шва.

З використанням представницьких результатів випробувань зразків Шарпі на ударний вигин було визначено, що критичним елементом даного корпусу є зварний шов № 3, для якого значення коефіцієнта радіаційного окрихчування $A_F = 24^\circ\text{C}$, що перевищує нормативне значення $A_F^{\text{ПНАЭ}} = 20^\circ\text{C}$. Результати визначення зсуву референсної температури T_0 за допомогою зразків механіки руйнування підтверджують підвищену ступінь окрихчування металу зварного шва.

Таким чином, підвищена швидкість окрихчування зварного шва вимагає особливого контролю за подальшими змінами властивостей металу даного корпусу реактора.

1. ПНАЭ Г-7-008-89 «Правила устройства и безопасной эксплуатации оборудования и трубопроводов атомных энергетических установок».
2. ПНАЭ Г-7-002-86 «Нормы расчета на прочность оборудования и трубопроводов атомных энергетических установок».

РОЗРОБКА НОВОГО КОНСТРУКЦІЙНОГО МАТЕРІАЛУ ДЛЯ ПОТРЕБ АТОМНОЇ ЕНЕРГЕТИКИ НА ОСНОВІ БЕТОНУ З ДОДАВАННЯМ БАЗАЛЬТОВОЇ ФІБРИ НАСИЧЕНОЇ БОРОМ

В. І. Гулік

Інститут проблем безпеки АЕС НАН України, Київ

Розробка нових конструкційних матеріалів для потреб атомної енергетики є важливою задачею, особливо з точки зору покращення механічних характеристик бетону та забезпечення додаткового радіаційного захисту. Армування бетону базальтовою фіброю дає змогу значно зменшити кількість мікротріщин в бетонній матриці, і як наслідок, значно збільшити час життя бетону, що дуже важливо для атомної енергетики. Крім того, базальтову фібру можна насичити бором в процесі виробництва, що дасть змогу отримати продукт із високою здатністю поглинати теплові нейтрони. Армування бетону такою базальт-борною фіброю дасть можливість значно збільшити властивості радіаційного захисту бетону у відношенні нейтрони випромінювання.

Дослідження властивостей радіаційного захисту бетону армованного базальт-борною фіброю було досліджено в рамках представленої роботи. Базальтову фібру було промодельовано із додаванням різної кількості бору та різним збагаченням бору по ізотопу бору-10. Властивості радіаційного захисту для нейтрони та гамма-квантів було розраховано за допомогою кодів Serpent та WinXCom. Коефіцієнти послаблення потоків нейтронів були отримані для різних джерел нейтронів.

ЩОДО ВІДМОВИ ВІД ЯДЕРНОЇ ЕНЕРГЕТИКИ, ЗНЯТТЯ З ЕКСПЛУАТАЦІЇ ЯДЕРНИХ РЕАКТОРІВ І «ДОВІЧНОСТІ» СУПРОВОДУ ЯДЕРНОЇ ГАЛУЗІ

І. П. Дряпаченко

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

На початку цього року, а саме 18 січня, відбулось засідання комітету Верховної Ради з питань паливно-енергетичного комплексу, ядерної політики та ядерної безпеки на якому була проголошена необхідність змін в урядовому проєкті Енергетичної Стратегії України. У відповідному документі ключовим пунктом є відмова від ядерної енергетики до 2035 р. Як альтернатива пропонується перехід на відновлювальні джерела енергії а саме вітряки, сонячні

батареї, гідроелектростанції [1].

Мінімальні пошукові зусилля свідчать про те, що за тиждень до цього, десь далеко, газета «Гардіан» повідомляла, що «на українській землі, яка вміщує чорнобильську радіацію» буде збудована гігантська сонячна станція. Мова йде про майже узгоджені з українською владою плани двох китайських компаній інвестувати один 1 млрд дол. США у побудову сонячної електро-станції потужністю в один гігават на двох з половиною тисячах гектарів у зоні відчуження на південь від ЧАЕС.

Давно відомі ліцензійні терміни закінчення продуктивної експлуатації ядерних реакторів чотирьох атомних електростанцій України. Сценаріїв енергетичного колапсу України вистачає. Зараз вони особливо наближені до реальності – це відсутність власного виробництва ядерного палива, необхідність повернення і фінансування зберігання та переробки відпрацьованого ядерного палива виробником, відсутність загальнодержавних об'ємних сховищ радіоактивних відходів. Над цим всім висить проблема фінансування, яка вимагає створення і накопичення фондів фінансування відповідних робіт протягом багатьох десятиліть.

У роботі розглядаються і порівнюються необхідні вимоги і підходи до проблеми «довічного» супроводу ядерно-енергетичних установок і ядерно-небезпечних об'єктів в світі та Україні.

1. URL: <https://www.youtube.com/watch?v=iMJy83NnrVU>

ПРОБЛЕМИ ВИПРОБУВАННЯ ВЕЛИКОГАБАРИТНИХ СИСТЕМ І УСТАНОВОК У ВИСОКОРАДІАЦІЙНИХ ПОЛЯХ

В. М. Євланов¹, І. М. Вишневський², С. І. Азаров²

*¹ Державний науково-технічний центр з ядерної та радіаційної безпеки,
НАН України, Київ*

² Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

Е радіаційних полях властивості установок і систем змінюються. Тут діють ряд факторів, які приводять до деградації їхніх вихідних фізико-технічних (механічних) властивостей. Наприклад, корпуси ядерних реакторів супроводжуються:

- розмірними змінами за рахунок газового і вакансійного розпухання, радіаційного росту, радіаційної повзучості, змінами рельєфу поверхні;
- розмірними змінами;
- втратою пластичності і підвищенням температури вязкокрихкого переходу;
- прискореним процесів окислення, корозії та ерозії при взаємодії матеріалу з теплоносієм, продуктами ядерних реакцій, ядерним паливом.

Ці всі фактори важко оцінити за зміною і їхнім впливу на стійкість роботи

корпусів реакторів. Тому при розробці перших промислових реакторів використовували консервативні методи оцінки. Термін роботи реактора становив біля 30 років. Після цього реактор підлягав закриттю.

Порівняно недавно ситуація змінилась, коли винайшли методи вимірювань станів реакторів за допомогою використання зразків-свідків. За їхньою допомогою вдалось не тільки виміряти, а і передбачити обчислювальним шляхом терміни життя реактора. Одержані результати вражаючі. Методи дали змогу розрахувати можливий термін експлуатації реактора до 50 - 60 років. Тому сучасні методи розрахунків і оцінок впливу радіаційних флюенсів всередині реактора стали надзвичайно ефективними [1, 2].

Більшість із високогабаритних систем і установок вимагає спеціального дослідження. Для цього в ІЯД України створено та запущено в експлуатацію експериментальну універсальну науково-технологічну радіаційну установку зі значним «внутрішнім» флюенсом електронів і γ -квантів [3, 4]. Великою перевагою установки є значний об'єм радіаційної камери (30 м²), що дає можливості для дослідження високогабаритних об'єктів. Такі роботи ефективно розпочаті в ІЯД НАН України. Вони включають як об'єми ядерних реакторів, так і космічні об'єкти, міжпланетні системи, ракети, мости тощо.

У доповіді обговорюються проблеми і задачі.

1. *Вишневський І.М., Сахно В.І., Азаров С.І., Євланов В.М.* Аналіз фізичних методів моделювання процесів випромінювання в радіаційно-технологічних процесах // Матеріали XXII щоріч. наук. конф. ІЯД НАН України, 26 - 30 січня 2015 р., Київ. - К., 2015. - С. 96 - 97.
2. *Вишневський І.М., Азаров С.І., Євланов В.М.* Проблеми безпеки внутрішніх ядерних систем ЯФУ // Матеріали XXII щоріч. наук. конф. ІЯД НАН України, 26 - 30 січня 2015 р., Київ. - К., 2015. - С. 97 - 98.
3. *Вишневський І.Н., Сахно В.І., Халова Н.В., Томчай С.П.* Радиационная установка с ускорителем электронов ИЯИ НАН Украины // Атомная энергия. - 2003. - Т. 94, вып. 2. - С. 163 - 165.
4. *Вишневський І.М., Гайдар Г.П., Коваленко О.В. та ін.* Радіаційні та ядерні технології в Інституті ядерних досліджень НАН України: монографія. - К., 2014. - 175 с.

СИСТЕМНИЙ ПІДХІД ДО УПРАВЛІННЯ РАДІАЦІЙНИМИ РИЗИКАМИ

О. С. Задунай¹, К. В. Кохічко²

¹ *Державний науково-дослідний інститут спеціального зв'язку та захисту інформації, Київ*

² *Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

У зв'язку з ускладненням умов наукової діяльності, наростаючим різноманіттям джерел іонізуючих випромінювань і можливих радіаційних наслідків, їх необхідно розглядати в системному зв'язку з іншими факторами і па-

раметрами. Управління радіаційною безпекою повинно бути інтегровано в загально організаційний процес, мати свою стратегію, тактику, оперативну реалізацію. Важливо не тільки здійснювати оптимальне управління радіаційною безпекою, але і періодично переглядати заходи та засоби такого управління.

Першим актом управління радіаційною безпекою безсумнівно є усвідомлення проблеми радіаційного ризику та його наслідків. При цьому під ризик-проблемою розуміється неприпустимо велика неузгодженість між потребою в радіаційній безпеці і реальний рівень радіаційного ризику в процесі науково-технічної діяльності. Управління радіаційною безпекою стає актуальним після виявлення ризик-проблеми.

Для забезпечення системного підходу в управлінні радіаційною безпекою аналіз повинен бути системним. При такому аналізі радіаційні ризики досліджують в їхньому взаємному зв'язку, з урахуванням ймовірності та особливостей прояву конкретної аварійної ситуації. Для аналізу радіаційного ризику і встановлення його допустимих меж у зв'язку з вимогами радіаційної безпеки, а також прийняття управлінських рішень необхідні:

- наявність інформаційної системи, що дає змогу здійснювати оперативний контроль існуючих джерел небезпеки і стан об'єктів можливого радіаційного ураження;
- відомості про ймовірні напрями господарської діяльності, проекти і технічні рішення, які можуть впливати на рівень радіаційної безпеки, а також програма для ймовірнісної оцінки пов'язаного з ними ризику;
- експертиза радіаційної безпеки та порівняння альтернативних проектів і технологій, що є джерелами радіаційного ризику;
- розробка техніко-економічної стратегії підвищення радіаційної безпеки та визначення оптимальної структури витрат для управління величиною радіаційного ризику та її зниження до прийнятного рівня з соціальної та економічної точок зору;
- складання ризикових прогнозів і аналітичне визначення рівня ризику, при якому припиняється ріст числа радіаційних уражень;
- формування організаційних структур, експертних систем і нормативних документів, призначених для виконання зазначених функцій і процедури прийняття рішень.

РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЯ УДЕЛЬНОЙ АКТИВНОСТИ РАДИОНУКЛИДОВ В РАДИОАКТИВНЫХ МАТЕРИАЛАХ С АТОМНЫХ СТАНЦИЙ УКРАИНЫ

**А. М. Максименко¹, М. Д. Бондарьков¹,
Л. В. Близиюкова², Е. В. Яковенко²**

¹ ГНИУ «Чернобыльский центр по проблемам ядерной безопасности, радиоактивных отходов и радиоекологии» ГАЗО Украины, Славутич, Киевской обл.

² Государственное предприятие

«Национальная атомная энергогенерирующая компания «Энергоатом», Киев

Эксплуатация атомных электрических станций неизбежно приводит к образованию радиоактивных материалов, которые по уровню удельных активностей могут быть охарактеризованы как радиоактивные отходы. В данной работе представлены результаты измерения удельных активностей радионуклидов для двух типов радиоактивных материалов АЭС Украины – кубовые остатки и зола. Полученные результаты планируется использовать для расчета коэффициентов перехода от легко-определяемых радионуклидов к трудно-определяемым радионуклидам, поэтому, при выполнении данной работы за цель ставилось, по возможности, измерять именно удельные активности радионуклидов, а не получить результаты минимально измеренных активностей радионуклидов.

Нормативные документы Украины устанавливают обязательный перечень радионуклидов, удельные активности которых должны быть обязательно измерены в радиоактивных материалах для целей характеристики. К данному перечню относится ряд трудно-измеряемых радионуклидов, активность которых прямыми методами измерить невозможно в данных объектах. Невозможность применения прямых методов определяется рядом мешающих факторов влияющих на чувствительность и точность прямых методов. Для объектов измерений рассмотренных в данной работе к числу основных мешающих факторов можно, прежде всего, отнести сложный радионуклидный состав, низкий уровень удельных активностей трудноизмеряемых радионуклидов по сравнению с легко-измеряемыми радионуклидами, сложный химический состав матриц образцов.

В ходе данной работы были отработаны ряд радиохимических методик, которые позволили устранить мешающие факторы и на уровнях активностей, значительно ниже нормируемых, измерить активности таких трудно-измеряемых радионуклидов как ^3H , ^{90}Sr , $^{239, 240}\text{Pu}$, ^{238}Pu , ^{241}Pu , ^{241}Am , ^{234}U , $^{235, 236}\text{U}$, ^{238}U , ^{55}Fe , ^{59}Ni , ^{63}Ni . С помощью спектрометра энергий гамма излучения были измерены активности радионуклидов ^{54}Mn , ^{60}Co , $^{110\text{m}}\text{Ag}$, ^{134}Cs , ^{137}Cs .

По измеренным результатам проведены расчеты коэффициентов корреляции между легко-измеряемыми радионуклидами ^{60}Co и ^{137}Cs и трудно-измеряемыми радионуклидами. Показано, что не для всех групп образцов кубовых остатков и золы имеется статистическая взаимосвязь между ключевыми и трудно-определяемыми радионуклидами.

Полученные результаты удельных активностей радионуклидов в кубовых остатках и золе могут быть полезны для выработки стратегии дальнейшего обращения с данными радиоактивными материалами на АЭС Украины.

МАТЕРИАЛЬНЫЕ И ГЕОМЕТРИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ СКОПЛЕНИЙ ТОПЛИВОСОДЕРЖАЩИХ МАСС С ВЫСОКИМ СОДЕРЖАНИЕМ УРАНА В НОВОМ БЕЗОПАСНОМ КОНФАЙНМЕНТЕ - ОБЪЕКТЕ «УКРЫТИЕ»

А. В. Михайлов

Институт проблем безопасности АЭС НАН Украины, Чернобыль

Систематизация накопленных данных о топливосодержащих массах (ТСМ) в подреакторных помещениях разрушенного 4-го блока ЧАЭС и моделирование условий их образования, основные итоги которых подведены в работе [1], позволили:

получить достаточно полное представление о пространственном размещении аварийного топлива в помещениях объекта «Укрытие» (ОУ), основная масса которых представляет лабообразные ТСМ (ЛТСМ);

локализовать эпицентр образования (ЛТСМ) и наличие в юго-восточном квадранте помещения 305/2 ядерно-опасного скопления ТСМ (ЯОС ТСМ);

дать прогноз состояния ЯОС ТСМ с точки зрения риска возникновения самоподдерживающейся цепной реакции (СЦР) в случае изменения температурно-влажностного режима ОУ в связи с возведением нового безопасного конфайнмента.

Важным моментом, определяющим в конечном итоге точность результатов моделирования последствий СЦР, является использование наиболее вероятной из возможных материальной модели скоплений, содержащих критическую массу топлива с оптимальным водо-урановым соотношением. Выводы, которые были сделаны относительно текущего состояния ЯОС, опирались на результаты, полученные для химического состава, характерного, за исключением урана, для черных ЛТСМ [1, 2]. Отсутствие проб из этой области подреакторной плиты не позволяет ни подтвердить, ни однозначно опровергнуть имеющиеся расчетные данные, необходимые для оценки ядерной безопасности НБК-ОУ.

Если рассматривать химический состав ЯОС с точки зрения конечного продукта взаимодействия расплава материалов активной зоны (кориума) реактора с бетоном, что собственно характерно для последствий тяжелых аварий на АЭС с выходом тепловыделяющего расплава в подреакторное пространство, то в таком аспекте открывается уникальная возможность приблизиться к более корректным значениям материальных параметров зоны критмассового риска, обнаруженной в ОУ.

В настоящей работе изучены наиболее вероятные последствия сценария высокотемпературного взаимодействия расплава перегретой части активной зоны реактора РБМК 4-го энергоблока ЧАЭС с бетоном пола подаппаратного помещения 305/2.

Рассмотрены несколько расчетных вариантов, отличающихся степенью

окисления составных элементов кориума и продуктов ВРБ, наличием либо отсутствием примеси нержавеющей стали. Отношение U/Zr в оксидной компоненте кориума соответствовало их твзльному значению.

Оценены диапазоны геометрических, массовых и материальных характеристик ТСМ, локализованных в месте глубокого прожога пола юго-восточного квадранта помещения 305/2, для версии их образования в результате высокотемпературного взаимодействия тепловыделяющего расплава непосредственно кориумного происхождения с бетоном.

1. *Краснов В.О., Носовський А.В., Рудько В.М., Щербін В.М.* Об'єкт «Укриття»: 30 років після аварії : монографія / НАН України, Ін-т проблем безпеки АЕС. - Чорнобиль (Київ. обл.) : Ін-т проблем безпеки АЕС, 2016. - 512 с.
2. *Высотский Е.Д., Ключников А.А., Лагуненко А.С. и др.* Ядерно-опасные скопления топливосодержащих материалов в разрушенном четвертом блоке Чернобыльской АЭС // Радиохимия. - 2011. - Т. 53, № 2. - С. 178 - 183.

ОПТИМИЗАЦИЯ ПЕРЕКЛЮЧЕНИЯ СТАТИЧЕСКИХ ПРОГРАММ РЕГУЛИРОВАНИЯ МОЩНОСТИ ЯЭУ С ВВЭР-1000 В ПЕРЕХОДНЫХ РЕЖИМАХ ЭКСПЛУАТАЦИИ

Е. А. Одреховская, Х. Чжоу, С. Н. Пелых

Одесский национальный политехнический университет, Одесса

Данное исследование посвящено оптимизации режима переключения статических программ регулирования мощности ядерной энергетической установки (ЯЭУ) с реактором типа ВВЭР-1000 в диапазоне мощности 100 - 80 %.

В качестве показателей эффективности и безопасности эксплуатации ЯЭУ, входящих в целевую функцию оптимизационной задачи, выбраны такие параметры: глубина выгорания ядерного топлива B – как показатель, описывающий экономичность эксплуатации ЯЭУ, параметр деформационной поврежденности оболочек твэлов ω – как показатель, описывающий безопасность эксплуатации ЯЭУ, аксиальный офсет AO – как показатель, описывающий одновременно безопасность и экономичность эксплуатации ЯЭУ [1].

Усовершенствована математическая модель реактора типа ВВЭР-1000 как объекта управления за счет представления активной зоны (АКЗ) реактора состоящей из 10 областей, каждая из которых описывается точечной моделью, а также за счет учета деления ядер как ^{235}U , так и ^{239}Pu .

Выполнено моделирование эксплуатации реактора в переменном режиме нагружения, при котором мощность реактора в дневное время суток составляет 100 %, а в ночное – 80 %. В ходе расчетного эксперимента моделировалось управляющее воздействие на мощность реактора с помощью изменения положения нижнего края органов регулирования (ОР) системы управления и

защиты (СУЗ) реактора в диапазоне 84 - 90 % высоты АКЗ (считая от низа), а также изменения концентрации раствора борной кислоты в теплоносителе.

Используя предложенную целевую функцию, показана возможность определения оптимального графика переключения статических программ регулирования мощности, обеспечивающего максимальную стабильность АО, минимальную величину параметра деформационной поврежденности оболочек твэлов, а также максимальную равномерность распределения глубины выгорания ядерного топлива по тепловыделяющим сборкам [2].

1. *Pelykh S.N., Maksimov M.V., Ryabchikov S.D.* The prediction problems of VVER fuel element cladding failure theory // Nuclear Engineering and Design. - 2016. - Vol. 302, Part A. - P. 46 - 55.
2. *Пельх С.Н.* Основы управления свойствами твэлов ВВЭР. - Saarbrücken: Palmarium Academic Publishing, 2013. - 160 с.

МОДЕЛЬ ВИГОРАННЯ ДПЗ В ЗАДАЧІ ВІДНОВЛЕННЯ ЕНЕРГОРОЗПОДІЛУ ПО АКТИВНІЙ ЗОНІ ВВЕР-1000

Ю. Ф. Піонтковський¹, В. І. Борисенко^{1,2}

¹ *Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ*

² *Інститут проблем безпеки АЕС НАН України, Київ*

Контроль енерговиділення в активній зоні (АЗ) ВВЕР-1000 здійснюється за допомогою детекторів прямого заряду (ДПЗ), що входять до складу системи внутрішньореакторного контролю (СВРК) [1]. Принцип роботи ДПЗ полягає у вимірюванні струму, що утворюють емісійні електрони на колекторі детектора, котрі утворилися після активації нейтронами ядер родієвого емітера. Струм ДПЗ пропорційний лінійному енерговиділенню ТВЕЛів тепловидільної збірки (ТВЗ) в котру встановлено детектор. В ВВЕР-1000 ДПЗ встановлено в 64 збірки по 7 штук по висоті АЗ [2].

У даній роботі представлені результати розробки моделі елементу АЗ з ДПЗ, яка дає змогу врахувати збагачення палива, концентрацію борного поглиначя в теплоносії, положення органів СУЗ, температуру палива та теплоносія, положення ДПЗ по висоті АЗ і вигорання родієвого емітера під дією нейтронного потоку, для визначення коефіцієнтів переходу між струмом ДПЗ і лінійним енерговиділенням в ТВЗ. Розрахункова модель була розроблена в коді MCNP.

Струм ДПЗ залежить від низки факторів, визначальними з яких є спектр та потік нейтронів, що попадають в об'єм емітера. Моделювання продемонструвало, що струм детектора формується в основному нейтронами епітепловій енергетичної групи. Це пов'язано з наявністю резонансу ($\sigma \sim 10^4$ барн) з енергією 1,257 еВ, для перерізу радіаційного захвату на ^{103}Rh .

Аналіз результатів показує, що вклад ТВЗ, в яку встановлено ДПЗ, в

струм детектора становить $\sim 70\%$. Проте для детекторів розташованих на різній висоті АЗ ця доля буде різною: для верхніх ДПЗ вклад від сусідніх ТВЗ у формування струму буде на 2-3% вище чим для детекторів, що знаходяться в нижній частини АЗ.

Для дослідження особливостей формування сигналу ДПЗ емітер в моделі був рівномірно розбитий на 10 шарів по радіусу, щоб встановити ефективність кожного шару. Розрахунки показують, що в основному сигнал детектора формують 4 периферійні шари емітера ($\sim 88\%$). Найменший вклад в сигнал детектора дає центральний шар емітера ($<1\%$).

Оскільки родій в периферійних шарах вигорає швидше, то вклад даних зон емітера буде з часом змінюватись (сигнал ДПЗ з часом буде падати в зв'язку з низькою ймовірністю досягання електронів, з центральних шарів емітера до колектора детектора). Було проаналізовано, як змінюється концентрації родію в різних шарах емітера та сигнал ДПЗ під час роботи ректора на номінальній потужності протягом паливної кампанії.

Дослідження проводяться в рамках виконання робіт з розробки програмного забезпечення СВРК нового покоління для забезпечення надійного контролю важливих експлуатаційних параметрів ВВЕР-1000 при використанні ядерного палива альтернативних постачальників.

1. Цимбалов С.А. Характеристики родиевого детектора нейтронов ДПЗ-1М. - М., 1984. (Препринт ИАЭ-3899/4).
2. Брагин В.А., Батенин И.В., Голованов М.Н. Системы внутриреакторного контроля АЭС с реакторами ВВЭР. - М.: Энергоатомиздат, 1987

ВЛИЯНИЕ ЭФФЕКТА ОТРАЖЕНИЯ НА ФОРМИРОВАНИЕ ПОЛЯ НЕЙТРОНОВ В ОКОЛОКОРПУСНОМ ПРОСТРАНСТВЕ РЕАКТОРА ВВЭР

А. М. Пугач, В. Л. Демехин, С. М. Пугач

Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев

Конструкция реакторов ВВЭР практически исключает возможность экспериментального определения условий облучения корпуса. Решение этой задачи требует применения специальных методик, обязательной составной частью которых является использование программы расчета переноса нейтронов в околокорпусном пространстве реактора. Неточности параметров расчетной модели реактора в этой программе могут приводить к существенным отклонениям в получаемых результатах. В рамках данной работы исследовалось влияние тепловой изоляции корпуса реакторов ВВЭР на формирование поля нейтронов в околокорпусном пространстве. Для оценки вклада отраженных от нее нейтронов в различные функционалы, характеризующие условия облучения корпуса, была выполнена серия расчетов с базовыми па-

раметрами реакторной установки и с использованием абсолютно черного тела за корпусом реактора.

В результате анализа полученных результатов показано, что вклад нейтронов, отраженных от тепловой изоляции, имеет явно выраженную азимутальную зависимость, при этом вклад в зоне максимального флюенса нейтронов с энергией $E_n > 0,5$ МэВ – минимальный, а в зоне минимума – максимальный. Для реактора типа ВВЭР-440 вклад отраженных нейтронов в величину флюенса нейтронов с энергией $E_n > 0,5$ МэВ на внешней поверхности корпуса на уровне активной зоны может достигать 40 %, а для реактора ВВЭР-1000 – 35 %.

СРАВНЕНИЕ УСЛОВИЙ ОБЛУЧЕНИЯ СВАРНЫХ СОЕДИНЕНИЙ УЗЛОВ ФИКСАЦИИ НИЖНЕЙ ЧАСТИ ШАХТЫ В РЕАКТОРАХ ВВЭР-1000 И ВВЭР-440

С. М. Пугач, В. Н. Буканов, А. В. Гриценко

Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев

В настоящее время на АЭС Украины продолжают работы по научно-техническому обоснованию возможности продления срока эксплуатации энергоблоков с реакторами ВВЭР-1000 на сверхпроектный период, а также переоценка продления срока эксплуатации для реакторов ВВЭР-440. Одной из выполняемых работ является оценка технического состояния внутрикорпусных устройств, в том числе и сварных соединений узлов фиксации нижней части шахты в плане. Оценка технического состояния этих сварных соединений включает определение их условий облучения.

Специалистами Отдела проблем дозиметрии ядерных реакторов ИЯИ НАН Украины с целью определения функционалов нейтронного потока, характеризующих условия облучения элементов конструкции реакторов типа ВВЭР, была разработана специальная расчетная методика. Основой этой методики является пакет программ MСРV собственной разработки, основанный на методе Монте-Карло.

Используя указанный пакет программ и расчетную модель реакторной установки конкретного энергоблока, детально описывающую его конструктивные особенности, были выполнены расчеты переноса нейтронов для всех топливных кампаний, прошедших с начала эксплуатации нескольких энергоблоков Ровенской и Запорожской АЭС.

Полученные в результате указанных расчетов данные позволили провести исследования условий облучения сварных соединений узлов фиксации нижней части шахты реакторов ВВЭР-1000 и ВВЭР-440. В данной работе проводится анализ распределений функционалов нейтронного потока на сварной шов приварки кронштейна к корпусу реактора и шпонки к этому кронштейну.

Анализ полученных результатов, в частности, показал, что радиационная нагрузка на сварные швы рассматриваемых узлов фиксации шахты в реакторах ВВЭР-1000 более чем на порядок больше, чем в реакторах ВВЭР-440.

РОЛЬ МЕТОДОЛОГІЇ МАЙСТЕР КРИВОЇ У СТРАТЕГІЇ ПОДОВЖЕННЯ ТЕРМІНУ ЕКСПЛУАТАЦІЇ КОРПУСІВ ЯДЕРНИХ РЕАКТОРІВ ВВЕР-1000

В. М. Ревка

Інститут ядерних досліджень НАН України. Київ

Необхідною умовою для подовження проектного терміну експлуатації енергоблоків АЕС України є аналіз цілісності корпусів ядерних реакторів (КР), що потребує оцінки в'язкості руйнування матеріалів КР. Для цього в розрахунках на крихку міцність використовують критичну температуру крихкості T_K в якості температурного індексу для кривої в'язкості руйнування. Згідно з нормами ПНАЭ Г-7-002-86 величину T_K визначають за результатами випробувань зразків Шарпі на ударний вигин. Цей підхід ґрунтується на емпіричних кореляціях, і, як наслідок, призводить до ситуації, коли для визначення температури T_K застосовують надлишковий консерватизм, що може не виправдано обмежувати термін експлуатації корпусу реактора.

Застосування методології Майстер кривої, яка забезпечує пряме визначення в'язкості руйнування матеріалів, дає можливість уникнути надмірного консерватизму, що притаманний існуючим нормативним підходам до оцінки критичної температури крихкості T_K , та подовжити проектний термін експлуатації корпусів реакторів до 60 - 80 років. В першу чергу це стосується КР, метал зварних швів яких схильний до прискороного радіаційного окрихчування.

В останні дві декади метод Майстер кривої успішно використовується в нормативній практиці країн, які експлуатують реактори західного типу PWR. Цей підхід дає потенційну можливість обґрунтувати довгострокову експлуатацію КР шляхом простої переоцінки температурного індексу для кривої в'язкості руйнування, що визначається у відповідності до методології Майстер кривої, не вдаючись при цьому до заходів щодо зменшення швидкості окрихчування або термічного відпалу корпусу реактора, що потребує величезних коштів.

У даній роботі зроблено огляд міжнародних нормативних документів, що використовують методологію Майстер кривої. Проведено порівняння національних підходів з методологією Майстер кривої щодо оцінки в'язкості руйнування матеріалів КР енергоблоків АЕС України. Крім того, проаналізовано досвід використання методу Майстер кривої для визначення ступеню радіаційного окрихчування матеріалів КР в рамках виконання національної Програми зразків-свідків для корпусів реакторів ВВЕР-1000. Висвітлено відкриті питання щодо застосування підходу Майстер кривої для прямої оцінки в'язкості руйнування корпусних сталей та способи вирішення їх.

АНАЛІЗ ДАНИХ СИСТЕМИ ІАСК ПІД ЧАС ЇЇ ШТАТНОЇ РОБОТИ

А. С. Садовніков

Інститут проблем безпеки атомних електростанцій НАН України, Чорнобиль

Досліджено статистику довгих регулярних рядів вимірювань інтенсивності потоків нейтронів системою детектування на основі іонізаційної камери поділу, які формуються штатною системою нейтронного контролю (ІАСК) у об'єкті «Укриття». Вважається, що при цьому система ІАСК працює в регламентному режимі, самі дані не виходять за контрольні рівні, а їхні флуктуації вважаються звичайним шумом.

Ці флуктуації було проаналізовано з використанням різних методів статистичного аналізу, у першу чергу вейвлет-аналізу і показано, що при роботі в нормальних умовах системи ІАСК (без зростання потоку нейтронів), у проаналізованих рядах даних існують як зміни типу (невеликих) стрибків, так і закономірності у вигляді відносно короткочасних низькочастотних періодичностей.

Хоча природа таких ефектів незрозуміла, важко уявити, що так себе поводить потік нейтронів. Більш ймовірно, що це ефекти електроніки: стрибки напруги та високочастотні наводки. Визначення реальних механізмів появи таких флуктуацій важливе з двох причин. По-перше, необхідно знати можливі межі амплітуд паразитних сигналів, а, по-друге, необхідно навчитися відрізняти їх від фізичних причин, наприклад, зміни вологості під новим конфайнментом.

ПРИКЛАДНІ ЗАВДАННЯ МОДЕЛЮВАННЯ ТЕХНІЧНИХ РИЗИКІВ АЕС

В. Л. Сидоренко¹, І. С. Азаров²

¹ Інститут державного управління

у сфері цивільного захисту ДСНС України, Київ

² Національний авіаційний університет МОН України, Київ

Атомна енергія є технологією високого технічного ризику. Продовження строків експлуатації старих реакторів може бути привабливим для експлуатуючих компаній з економічної точки зору, але в той же час реакторні установки на порядок підвищують технічний ризик великих аварій.

Убезпечення і довгострокова експлуатація радіаційно небезпечних об'єктів потребує вирішення завдань моделювання технічного ризику. Прикладні задачі моделювання технічних ризиків при експлуатації радіаційно небезпечних об'єктів, до яких можна віднести АЕС, пов'язані з визначенням значень ймовірностей відмов обладнання зумовлених:

1) високою надійністю обладнання;

2) малим числом критичних невідповідностей викликаних його гранич-

ним станом;

- 3) неоднорідністю і усіченістю вибірок;
- 4) різномірністю елементної бази і матеріалів;
- 5) відмінністю технологічних схем тощо.

Тому високоякісне оцінювання та прогнозування таких імовірностей є актуальним завданням дослідження технічних ризиків при експлуатації АЕС.

Мета даного дослідження – сформулювати прикладні завдання моделювання технічних ризиків такого високонадійного і важливого для забезпечення обладнання АЕС, як апаратура контролю радіаційної безпеки, системи управління і захисту тощо.

Розглянуто математичні моделі оцінювання величини технічного ризику, що застосовуються на сьогоднішній день при експлуатації небезпечних виробничих об'єктів.

Розроблено концептуальну модель процесу дослідження технічних ризиків радіаційно небезпечних об'єктів. За допомогою програмного середовища «LabVIEW» виконано дослідження оцінювання величини технічного ризику.

Отримано результати одного із сценаріїв моделювання технічних ризиків у вигляді залежності зміни функції щільності розподілу ризику від параметрів розподілу величини технічного ризику, розподіленої за законом Гаусса.

Показано графічну інтерпретацію результатів моделювання – динаміку зміни функції щільності розподілу технічного ризику.

Запропоновано застосування теорії гіпервипадкових явищ для удосконалення імовірнісних моделей оцінювання безпеки АЕС.

На підставі розробленої динамічної моделі оцінювання технічних ризиків показано переваги оцінювання технічного ризику як гіпервипадкових величин.

Проведені дослідження дали змогу представити підходи для підвищення якості оцінювання технічних ризиків, сформулювати прикладні завдання моделювання технічних ризиків АЕС.

Для практичної реалізації сформульованих завдань моделювання технічних ризиків при експлуатації АЕС показано доцільність застосування сучасних проблемно-орієнтованих комп'ютерів.

1. *Наказ Державного комітету ядерного регулювання України від 22.09.2010 № 124 "Про затвердження Вимог до оцінки безпеки атомних станцій".*
2. *Наказ Державного комітету ядерного регулювання України від 19.11.2007 № 162 "Про затвердження Загальних положень безпеки атомних станцій".*

ЗАКОНОМІРНОСТІ В ШУМАХ РЕАКТОРНОГО ОБЛАДНАННЯ

С. М. Стадник¹, А. Д. Скорбун¹, В. Г. Котеленець²

¹ *Інститут проблем безпеки атомних електростанцій НАН України, Чорнобиль*

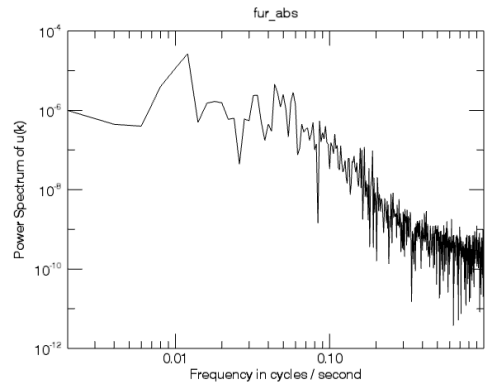
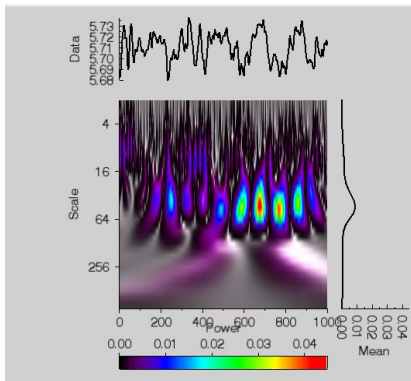
² *Відокремлений підрозділ «Южно-Українська АЕС»*

Державного підприємства «НАЕК «Енергоатом», Южноукраїнськ

Досліджується теза, що флуктуації сигналів контрольно-вимірювальної апаратури атомних станцій, які зазвичай розглядаються як паразитний шум, несуть у собі корисну інформацію. У наших попередніх роботах було показано, що флуктуації реальних сигналів різної природи (температура, тиск тощо) не є випадковими величинами, які можна описати певною функцією розподілу і, відповідно, оцінити параметри розподілу, які можуть бути характеристиками власне сигналу. У даній роботі зроблено спробу показати, що звичайний шумовий сигнал з того чи іншого датчика (який не перевищує контрольні рівні і вважається таким, що свідчить про нормальний стан функціонування тієї чи іншої системи, містить також інформацію про роботу реакторної установки.

Проаналізовано ряди регулярних вимірювань деяких параметрів реакторної установки типу ВВЕР, які контролюються штатними системами контролю, на наявність у них періодичностей. Виявлено, що періодичні процеси спостерігаються в даних, пов'язаних як з першим, так і з другим контуром. Показано, що параметри, які підлягали аналізу, мають чітко виражені періодичності в області низьких частот при неперевищенні контрольних рівнів, що може бути використано у якості додаткових критеріїв при поглибленому аналізі роботи ядерної енергетичної установки. Для пошуку періодичностей використано вейвлет-аналіз, перетворення Фур'є та прийоми автокореляційного аналізу.

З роботи випливає також, що як мінімум у деяких з проаналізованих випадків стандартний критерій три сігма, який, відповідно до нормативних документів, використовується для оцінки ступеню відхилення сигналу від норми, не має теоретичного обґрунтування.



Приклад аналізу сигналу з датчика тиску живильної води парогенератора: *зліва* – вейвлет перетворення (вейвлет МНАТ); *справа* – перетворення Фур'є. Закономірному горизонтальному ряду плям у вейвлет-перетворенні відповідає широкий пік на частоті $\sim 0,01$ Гц у перетворенні Фур'є.

УСОВЕРШЕНСТВОВАННЫЙ МЕТОД АВТОМАТИЧЕСКОГО УПРАВЛЕНИЯ ИЗМЕНЕНИЕМ МОЩНОСТИ ЭНЕРГОБЛОКА ЯЭУ С ВВЭР-1000

Т. В. Фощ, Х. Чжоу, С. Н. Пелых

Одесский национальный политехнический университет, Одесса

Маневрирование мощностью активной зоны (АКЗ) реактора типа ВВЭР-1000 является достаточно сложной проблемой, которая решается при условии обеспечения стабильности энерговыделения в АКЗ реактора, которая описывается изменением во времени аксиального офсета (АО) [1].

Развита многозонная математическая модель реактора ВВЭР-1000 [2], которая отличается от известных тем, что учитывает выделение энергии при делении как ядер ^{235}U , так и ^{239}Pu , и описывает одновременные управляющие воздействия на мощность АКЗ по каналам изменения концентрации раствора борной кислоты в теплоносителе и положения регулирующих стержней системы управления и защиты (СУЗ) реактора.

Предложена имитационная модель ядерной энергетической установки (ЯЭУ) с ВВЭР-1000 [3] как объекта управления, которая отличается от известных тем, что включает многозонную математическую модель реактора с распределенными параметрами.

Описан метод автоматизированного управления изменением мощностью ЯЭУ с ВВЭР-1000, в котором применено три контура управления. Первый контур поддерживает регламентное изменение мощности реактора за счет регулирования концентрации борной кислоты в теплоносителе, второй контур поддерживает требуемое значение АО путем изменения положения стержней СУЗ, а третий – температурный режим теплоносителя за счет регулировки положения главных клапанов турбогенератора, что позволило улучшить стабильность распределения энерговыделения в активной зоне при изменении ее мощности в нормальных условиях эксплуатации реактора.

1. *Пелых С.Н., Максимов М.В., Цисельская Т.А., Баскаков В.Е.* Способ стабилизации аксиального распределения нейтронного поля при маневрировании мощностью ВВЭР-1000 // Ядер. и радиац. безопасность. - 2011. - № 1 (49). - С. 27 - 32.
2. *Максимов М.В., Беглов К.В., Цисельская Т.А.* Модель реактора ВВЭР-1000 как объекта управления // Достижения современной науки : материалы междунар. научн. симпозиума, 20-27 февр. 2012 г. - Одесса, 2012. - С. 108 - 122.
3. *Максимова О.Б., Цисельская Т.А.* Усовершенствованная АСР энергоблоком реактора // Тез. доп. 10-та між нар. наук.-практ. конф. по атом. енергетиці, Севастополь, 2 - 7 жовт. 2012 р. - Севастополь, 2002. - С. 33 - 40.

КОНЦЕПЦІЯ ПОШУКУ ТЕХНІЧНИХ РЕСУРСІВ ДЛЯ ПОДОВЖЕННЯ ТЕРМІНУ ЕКСПЛУАТАЦІЇ ОБЛАДНАННЯ ЕНЕРГОБЛОКІВ АЕС

О. М. Харабет, О. Є. Зотєєв, О. О. Чулкін, В. О. Зотєєв

Одеський національний політехнічний університет, Одеса

Розглядається проблема безвідмовної роботи обладнання АЕС, або, якщо точніше, роботи в умовах мінімального ризику аварій. Запропоновано розглядати «велику систему» АЕС як невизначену. В ймовірнісних методиках вважалося, що відмову обладнання можливо прогнозувати із застосуванням закону, який встановлює стохастичну залежність між випадковим проявом відмови та деякими багатьма факторами, які її спричинили. Намагання поширити ймовірнісний підхід на сучасні «великі системи», приводить до висновку, що доведеться стикнутися зі значними труднощами. По-перше, «великі системи» мають значну кількість змінних. По-друге, ці системи є розгалуженими, тобто відрізняються складними структурами та наявністю в них перехресних та зворотних зв'язків. По-третє, сучасні умови ринку вимагають від обладнання здатності до трансформацій, тобто швидких організаційних перетворень. По-четверте, брак коштів на заміну обладнання вимагає подовження терміну експлуатації існуючого обладнання, без втрати ним суттєвих якостей надійності. Всі ці умови потребують пошуку нових ефективних методів дослідження фактичного стану енергоблоків. Перелік позицій, наведених вище, вказує на наявність в схемах генерування енергії таких властивостей, які вказують на їхню невизначеність.

З нашої точки зору, найбільш адекватним інструментом для розгляду надійності «великих систем», до яких безумовно відносяться АЕС, є експертний метод, розроблений в працях Л. Заде, який спирається на теорію нечітких множин. Окрім того, безумовне домінування в конструкції атомного енергоблоку головного елемента – реактора – вказує на необхідність розгляду всієї схеми за принципом ієрархічності. Ієрархія простежується від реакторного відділення до допоміжного обладнання. Застосування ієрархічного підходу дає змогу поступове зменшення кількості змінних шляхом їхньої згортки. Згортка нечітких змінних виконується у процесі виконання нечіткої композиції.

У роботі проведено порівняльний розгляд оцінювання стану надійності енергетичного обладнання АЕС статистичними та нечіткими експертними методами. Запропоновано застосування додаткових категорій, таких, як: «фор-гарантійний» та «постгарантійний» рівні надійності, умовний діаметр нечіткої сфери надійності, контрастування нечіткої оцінки. Також показано, що експертний аналіз, з застосуванням нечіткої логіки, стану надійності обладнання АЕС може ефективно сприяти подовженню терміну його експлуатації. На конкретному прикладі продемонстровано, у чому полягає відмінність між статистичним та нечітким підходами до вирішення задач надійності в енергетиці.

ЗАСТОСУВАННЯ МОНТЕ КАРЛО КОДУ SERPENT ДО РОЗРАХУНКУ ПАРАМЕТРІВ СТАЦІОНАРНОЇ ХВИЛІ ЯДЕРНИХ ПОДІЛІВ

**В. М. Хотяїнцев¹, В. І. Гулік², О. М. Хотяїнцева³,
А. В. Аксьонов¹, В. М. Павлович³**

¹ *Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ*

² *Інститут проблем безпеки АЕС НАН України, Київ*

³ *Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

Реактор на хвилі ядерних поділів (РХЯП) відомий також як хвильовий реактор, CANDLE [1] і TWR (traveling wave reactor). В активній зоні такого реактора у вигляді циліндра зона ядерних поділів поширюється в аксіальному напрямку як біжуча хвиля. Для кількісних розрахунків РХЯП активно застосовуються сучасні універсальні реакторні коди, MCNPX, SRAC, ERANOS, ANET. Serpent – це відкритий Монте Карло код, розроблений одним із дослідницьких центрів Фінляндії, який є публічно доступним і постійно удосконалюється. Розрахунок кампанії реактора кодом Serpent ведеться для наперед заданої потужності; на кожному кроці для поточних концентрацій нуклідів код розв’язує нейтронну задачу методом Монте Карло і знаходить k_{ef} , після чого блок вигорання робить крок за часом і розраховує нові концентрації нуклідів в усіх просторових комірках. Обчислення виконувались на ПК з процесором Intel Core i7-4770 3,4 ГГц з можливістю розпаралелювання обчислень на 4 процесори і оперативною пам’яттю 32 ГБ.

Метою роботи було дослідження швидкісної характеристики (залежності швидкості або потужності РХЯП в режимі стаціонарної хвилі від управляючого параметра) для реактора з паливом на основі ^{238}U . Згідно з одноступенчатою теорією така швидкісна характеристика є двозначною, а від положення робочої точки на ній залежить стійкість хвилі [1]. Розроблена нами теорія швидкісної характеристики з реактивністю [2] дала змогу звести задачу до розрахунків k_{ef} для серії фіксованих значень потужності, які може виконувати код Serpent.

Основною проблемою в роботі було досягти необхідної точності розрахунку k_{ef} за прийнятний час. Згідно з теоретичними оцінками зміна k_{ef} залежно від потужності має становити близько 0,002, а тому необхідно було досягти точності розрахунку k_{ef} принаймні на рівні 0,0001. Проблема є новою, оскільки розподіли концентрацій і потоку нейтронів, які розраховуються звичайно, не потребують такої високої точності знаходження k_{ef} .

Пробні розрахунки виявили невідтворюваність усереднених значень k_{ef} для повторних статистично незалежних розрахунків. Випадковий розкид k_{ef} від кроку до кроку перевищував 0,001, а час розрахунку - одну добу. Випадковий розкид k_{ef} на фоні неперервного тренду зміни середнього ускладнював визначення інтервалу кроків, на якому хвилю можна вважати стаціонарною. Розрахунки проводились для серії потужностей від 0,2 до 10 ГВт; відповідно,

сильно змінювались швидкість хвилі і час кампанії, у 50 разів.

Проблеми були успішно подолані за рахунок оптимізації розрахунку за всіма параметрами. В результаті створена і обґрунтована методика високоточного обчислення k_{eff} для стаціонарної хвилі ядерних поділів за допомогою Монте Карло коду *Serpent* в широкому діапазоні потужностей, показана її ефективність для дослідження швидкісної характеристики РХЯП. Підтверджено існування швидкісної характеристики поза межами спрощеного одногрупового описання стаціонарної хвилі ядерних поділів і показано, що одногрупова дифузійна модель якісно правильно описує вигляд характеристики.

1. *Khotyayintsev V.M., Khotyayintseva O.M., Aksonov A.V. et al. // Annals of Nuclear Energy. - 2015. - Vol. 85C. - P. 337 - 345.*
2. *Хотяїнцева О.М., Хотяїнцев В.М., Павлович В.М. // Ядерна фізика та енергетика. - 2016. - Т. 17, № 2. - С. 157 - 165.*

МЕТОД ЕФЕКТИВНИХ РІВНЯНЬ НА ПОВІЛЬНІ І ШВИДКІ ПРОЦЕСИ В СИНГУЛЯРНО ЗБУРЕНИХ ЗАДАЧАХ ДИНАМІКИ ЯДЕРНИХ РЕАКТОРІВ

В. М. Хотяїнцев, А. В. Аксьонов

Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ

У роботі запропоновано загальний метод, що дає змогу отримати ефективні рівняння і початкові умови для повільних і швидких процесів. Метод застосовний до певного класу сингулярно збурених задач. Він дав змогу спростити застосування асимптотичної теорії збурень до задач кінетики і динаміки ядерних реакторів, а також отримати ряд нових результатів. Потенційна область застосування методу не обмежується теорією ядерних реакторів. Метод стосується будь-яких систем, якщо їхня часова динаміка включає процеси із суттєво різними характерними часами, причому швидкі перехідні процеси мають затухати із часом. Математично запропонований метод спирається на відомий метод Васильєвої побудови розв'язків у вигляді асимптотичних рядів та теорему, що обґрунтовує представлення змінних у вигляді суми повільної і швидкої складових. Основним недоліком методу Васильєвої є нерівномірність асимптотичних розвинень, яка призводить до втрати точності з ростом часу. Запропонований нами метод вирішує цю проблему і дає змогу отримувати наближення, застосовні без обмеження на час процесу.

У роботі отримано ряд нових результатів в області кінетики ядерних реакторів за допомогою розвинутого загального методу. Для моделі точкової кінетики реактора з однією групою запізнювальних нейтронів та з початковим критичним станом отримані нові ефективні рівняння для повільних процесів та нові асимптотичні розвинення концентрацій нейтронів і ядерпопередників для випадку, коли реактивність є довільною повільною функцією

єю часу. Показано, що у важливому для практики випадку малої реактивності (стан близький до критичного) можна отримати наближення кращої точності, якщо перед застосуванням методу перейти до нових змінних. Це пояснено існуванням двох малих параметрів у системі. Перехід до нових змінних у комбінації із запропонованим методом показав свою ефективність і для складніших задач. Отримане одне ефективне рівняння першого порядку, що описує повільну динаміку потоку нейтронів з урахуванням довільного числа груп запізнювальних нейтронів, а також критерій його застосовності.

Для часово-просторових задач за участю рівняння дифузії нейтронів в одношвидкісному наближенні також отримане ефективне рівняння дифузії, яке враховує вплив на повільну динаміку реактора запізнювальних нейтронів для довільного числа груп. Отримане рівняння знаходить застосування в аналітичних дослідженнях і чисельному моделюванні нестационарних процесів у реакторі на хвилі ядерних поділів.

Ефективність отриманих у роботі теоретичних наближень проілюстрована прикладами чисельних розрахунків для ряду задач кінетики реактора із використанням точних і наближених рівнянь.

ОСОБЛИВОСТІ ПРОГРАМИ ЗРАЗКІВ-СВІДКІВ МЕТАЛУ КОРПУСУ РЕАКТОРА ЕНЕРГОБЛОКУ № 6 ЗАПОРІЗЬКОЇ АЕС

Л. І. Чирко, М. Г. Голяк

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

Стан металу корпусу реактора (КР) ВВЕР-1000 контролюється відповідно до вимог Норм ПНАЕ Г-7-008-86. З цією метою для кожного енергоблоку АЕС України реалізується Програма зразків-свідків, мета якої надійно контролювати зміни механічних властивостей матеріалів корпусу реактора в процесі всього періоду експлуатації. Програма ЗС передбачає розміщення всередині шахти реактора зразків, які виготовлені з тих же матеріалів, що і корпус, і опромінюються в ідентичних умовах в порівнянні з внутрішньою стінкою корпусу реактора навпроти активної зони, в контейнерних збірках (КЗ).

Як показує досвід, невдала конструкція контейнерних збірок із зразками-свідками та розміщення КЗ вище активної зони в області високого градієнта нейтронного потоку призводить до великого розкиду флюенса в групах зразків, призначених для визначення радіаційного зсуву критичної температури крихкості.

Для подолання цього недоліку була виконана модернізація КЗ, суть якої полягає в перепакуванні ЗС в плоскі контейнери, які мають бути розташовані перпендикулярно до радіусу КР.

При визначенні орієнтації КЗ під час опромінення, яке проведено спеціалістами відділу проблем дозиметрії ядерних реакторів, було встановлено що їхня реальна орієнтація, мала відхилення від вимог конструкторської доку-

ментації. Як наслідок розкид флюенса нейтронів в деяких групах ЗС досягає 40 % від середнього значення. Таким чином, результат проведеної модернізації зведений практично до нуля.

Застосування технології реконструкції дає можливість визначити зсув критичної температури крихкості для більш високого флюенса в порівнянні зі штатними зразками, збільшуючи тим самим ефективність і цінність використання зразків-свідків одного комплекту.

Результати визначення зсуву критичної температури крихкості і коефіцієнтів радіаційного окрихчування A_F на підставі представницьких даних, отриманих за допомогою реконструйованих зразків, показали, що опромінення викликає істотне збільшення критичної температури крихкості матеріалів КР, при цьому метал зварного з'єднання (ЗЗ) є більш чутливим до опромінення в порівнянні з основним металом, що корелює з оцінками радіаційного зміцнення.

Максимальний зсув ΔT_F внаслідок опромінення становить 40 та 52 °С для основного металу і металу ЗЗ відповідно. Радіаційне окрихчування матеріалів КР знаходиться в межах проектних оцінок (проектні значення $A_F = 23$ °С для основного металу та $A_F = 20$ °С для металу СШ).

Слід також зазначити, що збільшення критичної температури крихкості матеріалів КР внаслідок опромінення супроводжується незначним зниженням енергії верхнього шельфу USE, яка характеризує опір матеріалів в'язкому руйнуванню.

Порівняння радіаційного окрихчування матеріалів КР ЗАЕС-6 з масивом даних зсуву критичної температури крихкості для енергоблоків ВВЕР-1000 АЕС України свідчать, що значення зсуву критичної температури крихкості досліджуваних матеріалів КР ЗАЕС-6 перебувають в межах розкиду даних для інших блоків ВВЕР-1000 АЕС України.

ДЕЯКІ АСПЕКТИ ОПТИМІЗАЦІЇ ДВОЗОННОГО ДОСЛІДНИЦЬКОГО ПІДКРИТИЧНОГО РЕАКТОРА ДЛЯ ТРАНСМУТАЦІЇ ЯДЕРНИХ ВІДХОДІВ

Д. О. Шеляговський, А. В. Носовський, В. М. Павлович, В. І. Гулік

Інститут проблем безпеки АЕС НАН України, Київ

Подальший прогрес у розвитку атомної енергетики буде залежати від вирішення двох основних задач: підвищення рівня безпеки та ефективної трансмутатії довгоживучих радіоактивних відходів. Вирішення цих проблем полягає у побудові підкритичних систем, які здатні підсилювати нейтронний потік від зовнішнього джерела, широко відомі як Accelerator-Driven System (ADS).

Автори запропонували фізичний проект підкритичного дослідницького реактора керованого зовнішнім джерелом нейтронів. Основою такого реактора є добре оптимізована двозонна підкритична збірка. Були проведені розра-

хунки простих гомогенних моделей таких збірок та двозонної (швидка та теплова) гетерогенної моделі. Також представлені основні дані про конструкцію та фізичні характеристики такої моделі. Особлива увага приділяється вибору ефективного зовнішнього джерела нейтронів. В якості зовнішнього джерела ми вибрали потужний D-T нейтронний генератор та запропонували ефективний спосіб підготовки тритію в підкритичній зоні для зовнішнього джерела нейтронів.

Моделювання оптимізації виконаної для гомогенних та гетерогенних двозонних підкритичних систем з точки зору геометрії паливних зон також має важливе значення. Економічна оцінка виконувалась для вартості палива в активній зоні системи. Моделювання проводиться за допомогою Монте-Карло коду Serpent. Було розроблено модель двозонної підкритичної системи зі швидкою внутрішньою та зовнішньою тепловою зоною, яка має газове охолодження та графітовий сповільнювач. Також було проведено моделювання та аналіз даної системи. Оскільки основною метою розвитку підкритичних систем є трансмутация радіоактивних відходів, спектри нейтронів для швидкої і теплової зон були отримані для різних конфігурацій системи [1].

1. *Gulik V., Tkaczyk A.H.* Cost optimization of ADS design: Comparative study of externally driven heterogeneous and homogeneous two-zone subcritical reactor systems // Nuclear Engineering and Design. - 2014. - Vol. 270. - P. 133 - 142.

ВИЗНАЧЕННЯ ЗАЛЕЖНОСТІ КОЕФІЦІЄНТІВ РАДІАЦІЙНОГО ОКРИХЧУВАННЯ ВІД ВМІСТУ ХІМІЧНИХ ЕЛЕМЕНТІВ У МАТЕРІАЛАХ КОРПУСІВ РЕАКТОРІВ ТИПУ ВВЕР-1000 НА ОСНОВІ СТАТИСТИЧНОГО ПІДХОДУ

О. В. Шкапяк, Л. І. Чирко, В. М. Ревка, Ю. В. Чайковський

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

Метою роботи є аналіз вітчизняних матеріалів корпусів реакторів типу ВВЕР-1000 для визначення залежності коефіцієнтів радіаційного окрихчування від вмісту хімічних елементів.

Для цього була створена база даних, яка містила вид матеріалу, флюенс нейтронів, зсув температури крихко-в'язкого переходу та вміст критичних хімічних елементів (C, Mn, P, S, Si, Ni, Cr, Mo, Cu). Далі базу даних було відсортовано за збільшенням вмісту кожного хімічного елемента та поділено навпіл. Після чого було побудовано залежність зсуву температури крихко-в'язкого переходу від флюенса для груп з меншим та більшим відсотковим вмістом та відповідно визначено коефіцієнти радіаційного окрихчування $A_F(\text{low})$ і $A_F(\text{high})$. Результати наведено в таблиці.

Значення коефіцієнтів окрихчування

ОМ			МШ		
Хім. елемент	A _F (low)	A _F (high)	Хім. елемент	A _F (low)	A _F (high)
C (0,14%-0,17%)	7,78	11,93	C (0,05%-0,09%)	11,67	18,88
Mn (0,41%-0,5%)	10,06	9,79	Mn (0,65%-0,93%)	12,42	18,22
P (0,006%-0,01%)	9,61	10,23	P (0,005%-0,009%)	14,75	15,73
S (0,006%-0,012%)	8,07	11,51	S (0,005%-0,014%)	16,30	14,44
Si (0,21%-0,33%)	9,07	10,73	Si (0,26%-0,37%)	19,30	12,05
Ni (1,09%-1,34%)	11,27	8,70	Ni (1,11%-1,86%)	11,96	18,87
Cr (1,96%-2,23%)	10,02	9,82	Cr (1,38%-1,88%)	13,26	17,55
Mo (0,5%-0,61%)	10,17	9,67	Mo (0,56%-0,68%)	13,46	17,23
Cu (0,02%-0,12%)	8,57	11,15	Cu (0,02%-0,08%)	14,02	16,64

На основі даних розрахунків можна зробити висновок, що для основного металу при збільшенні вмісту С (від 0,14 до 0,17%), S (від 0,006 до 0,012 %), Si (від 0,21 до 0,33 %) та Cu (від 0,02 до 0,12 %) коефіцієнт радіаційного окрихчування збільшується, при збільшенні вмісту Ni (від 1,09 до 1,34 %) він зменшується, а при збільшенні вмісту Mn (від 0,41 до 0,5 %), P (від 0,006 до 0,01 %), Cr (від 1,96 до 2,23 %) та Mo (від 0,5 до 0,61 %) – залишається практично незмінним.

Відповідно для металу шва при збільшенні вмісту С (від 0,05 до 0,09 %), Mn (від 0,65 до 0,93 %), Ni (від 1,11 до 1,86 %), Cr (від 1,38 до 1,88 %), Mo (від 0,56 до 0,68 %) та Cu (від 0,02 до 0,08 %) коефіцієнт радіаційного окрихчування збільшується, при збільшенні вмісту S (від 0,005 до 0,014 %) та Si (від 0,26 до 0,37 %) він зменшується, а при збільшенні вмісту P (від 0,005 до 0,009 %) – залишається практично незмінним.

Отримані результати не є остаточними, вони є результатом першого аналізу з урахуванням впливу кожного елемента окремо.

РАЗРАБОТКА НЕЙТРОННО-ФИЗИЧЕСКОГО КОДА «АРЕНА» ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПОЛЕЙ ЭНЕРГОВЫДЕЛЕНИЯ АКТИВНОЙ ЗОНЫ ВВЭР-1000

И. И. Шлапак, В. В. Гальченко, В. И. Гулик

Научно производственное объединение «Импульс-Киев», Киев

Основой для определения состояний реакторной установки является получение оценки состояния реактора на заданный момент времени. Исходной информацией для получения такой оценки служат сигналы датчиков технологического контроля, поступающие от аппаратуры СВРК и других систем, а также математические соотношения, описывающие эволюцию переменных состояния реактора и связь между ними.

Для решения уравнения переноса нейтронов могут быть использованы

различные подходы. Наиболее распространенным на сегодня является класс методов, основанных на решении уравнений переноса нейтронов и включает в себя детерминистические методики решений, которые основаны на приближениях, связанных с энергетической и пространственной дискретизацией (разбиение на конечные элементы) углового представления. Сегодня это детерменистические методы решения уравнения диффузии нейтронов в малогрупповом (обычно – 2-х групповое) приближении.

Работа программного комплекса Круиз/Вояж, которые являются комплексами СВРК практически на всех АЭС Украины с топливом компании «ТВЭЛ», построена на модернизированной расчетной системе БИПР версии, которая использует алгоритм полугруппового асимптотического приближения.

В работе приведено описание программного продукта «Арена», который решает уравнение кинетики реактора в двухгрупповом диффузионном приближении с использованием метода конечных разностей и разрабатывается специалистами НПО «Имппульс-Киев» для дальнейшей модернизации СВРК для АЭС Украины. Представлены результаты сравнительных расчетов как для выбранных тестовых задач, так и для уже существующих топливных загрузок для энергоблоков АЭС Украины.

Сделаны выводы по полученным результатам и показаны следующие пути развития программного продукта «Арена».

1. *Шишков Л.К.* Методы решения диффузионных уравнений двухмерного ядерного реактора. - М.: Атомиздат, 1976. - 112 с.
2. *Петрунин Д.М., Беляева Е.Д., Киреева И.Л.* БИПР-5 программа для расчета трехмерных полей энерговыделений и выгорания топлива в одnogрупповом диффузионном приближении реактора типа ВВЭР. - М.: Институт ядерной энергии им. И.В. Курчатова, 1975. - 31 с.
3. *Брагин В.А., Батенин И.В., Голованов М.Н. и др.* Системы внутриреакторного контроля аэс с реакторами ВВЭР / Под ред. Г. Л. Левина. - М.: Энергоатомиздат, 1987. - 128 с.
4. *Суслов А.А., Шишков Л.К., Большагин С.Н.* Комплекс программ нейтронно-физических расчетов РНЦ КИ Комплекс программ КАСКАД. Программа БИПР-7А. Описание алгоритма. Описание применения. - М.: Российский Научный Центр «Курчатовский институт», 2002. - 76 с.
5. *Askew J.R. et al.* A general description of the lattice code WIMS // Journal of the British Nuclear Energy Society. - 1966. - Vol. 5 (1). - P. 564 - 584.
6. *Гальченко В.В.* Сравнительный анализ подготовки данных с использованием различных компьютерных кодов. Часть 2. // Ядерні та радіаційні технології. - 2007. - Т. 7, № 3 - 4. - С. 29 - 42.

Тези доповідей з радіаційної фізики та радіаційного матеріалознавства

ВИКОРИСТАННЯ ЗОЛОТИХ НАНОЧАСТИНОК ДЛЯ РАДІАЦІЙНОЇ ТЕРАПІЇ РАКУ

(Огляд)

І. Є. Анохін

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

В останній час дуже інтенсивно розвивається напрямок досліджень присвячений вивченню використання металевих наночастинок для радіаційної терапії раку [1 - 3]. Це пов'язано з можливістю підсилення та локалізації іонізаційних втрат рентгенівського та гамма опромінення або опромінення зарядженими частками в області ракових пухлин, що приводить до суттєвого зростання ефективності променевої терапії.

Серед різноманітних типів наночастинок саме золоті наночастинок мають властивості, які роблять їх найбільш придатними для використання у терапії раку, а саме: біосумісність, можливість синтезу в широкому діапазоні розмірів, а також можливість покриття їхньої поверхні різноманітними молекулами, що дає змогу контролювати поверхневий заряд, взаємодію з білками сироватки крові тощо.

У запропонованому огляді розглядається прогрес, досягнутий у дослідженнях, які присвячені вивченню можливості використання золотих наночастинок для променевої терапії раку, розглянуті механізми підсилення радіосенсибілізації іонізуючого опромінення у присутності золотих наночастинок, а також основні завдання та виклики, які стоять перед дослідниками для впровадження практичного використання золотих наночастинок в радіаційній медицині.

1. *Jelveh Salomeh, Chithrani Devika B. // Cancers. - 2011. - Vol. 3. - P. 1081 - 1110.*
2. *Schuemann J. et al. // Int. J. Radiat. Oncol. Biol. Phys. - 2016. - Vol. 94 (1). - P. 189 - 205.*
3. *Haume Kaspar et al. // Cancer Nanotechnology. - 2016. - Vol. 7 (1). - P. 8.*

ВПЛИВ АКУСТИЧНОЇ ОБРОБКИ ТА ЕЛЕКТРОННОГО ОПРОМІНЕННЯ НА МІКРОПЛАЗМОВЕ СВІЧЕННЯ ФОСФІД-ГАЛІЄВИХ СВІТЛОДЮДІВ

Г. П. Гайдар¹, О. М. Гонтарук¹, Є. В. Малій¹, Я. М. Оліх²,
М. Б. Пінковська¹, В. П. Таргачник¹

¹ Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

² Інститут фізики напівпровідників ім. В. Є. Лашкарьова, Київ

Відомо, що області підвищеної неоднорідності у кристалі можуть проявлятися у вигляді центрів випромінювання світла – мікроплазм. Локальні електричні поля, необхідні для їхнього формування, сягають приблизно $\approx 10^6$ В/см і тому мікроплазми виникають, як правило, при зворотному зміщенні *p-n*-переходу. Їхні розміри коливаються в межах від декількох мікрон до 10^{-4} см. Проявляються мікроплазми у вигляді окремих нестабільностей на ВАХ з амплітудами струмів до сотень мікроампер і частотою в межах $10^4 \div 10^5$ Гц. Причини їхнього виникнення можуть бути різними – неоднорідності питомого опору, виділення другої фази, механічні пошкодження напівпровідника, тріщини тощо.

Основна мета виконаної роботи – знаходження способів зменшення кількості центрів мікроплазмового свічення, що сприятиме поліпшенню електричних та випромінювальних характеристик світлодіодів.

Виявлено, що в світлодіодах GaP, опромінених електронами, при великих значеннях струму спостерігається насичення інтенсивності свічення червоної смуги, що, очевидно, є наслідком високої концентрації глибоких рівнів у зразках. Невеликі дози електронного опромінення ($E_{el} = 1$ MeV, $\Phi \leq 10^{14}$ см⁻²) зменшують інтенсивність мікроплазмового свічення ($\sim 10 \dots 20$ %), але зростання інтегрального потоку понад 10^{16} см⁻² може спричинити його збільшення. На окремих зразках виникнення мікроплазмового свічення спостерігалось після радіаційної обробки, але значення потоків при цьому порівняно великі ($\Phi > 10^{16}$ см⁻²).

Дія ультразвуку (УЗ) на інтенсивність випромінювання мікроплазм дещо відмінна від впливу УЗ на рекомбінацію прямозмішених світлодіодів. Відомо, що пластична деформація напівпровідникових структур може сприяти виникненню додаткового числа мікроплазм. Проте УЗ-обробка зразків показала, що знакозмінні деформації, які супроводжують проходження УЗ-хвилі крізь зразок, не створюють умов для зародження і формування подібних центрів. Навпаки, при великих часах експозиції кристала в УЗ-полі (понад 30 хв), спостерігається зменшення їхньої кількості. Важлива особливість впливу УЗ на випромінювання зворотно-зміщеного світлодіода полягає в малій величині відновленої яскравості у процесі релаксації.

Мікроплазми зосереджені головним чином у місцях підвищеної неодно-

рідності зразка або в зонах скупчень дефектів структури. Підтвердженням існування лавинного множення носіїв у межах мікроплазм є наявність у їхньому спектрі фотонів з енергією, більшою від ширини забороненої зони зразка.

Вихідні зразки, одержані методом подвійної рідинної епітаксії характеризуються достатньо різким характером розподілу основних домішок і невеликою товщиною i -шару. Довжина вільного пробігу носіїв у передпробійній області близька до $l = 51,3 \text{ \AA}$. Вплив радіації на початковому етапі опромінення (малі потоки електронів, $\Phi \leq 10^{14} \text{ см}^{-2}$) є позитивним – кількість мікроплазм в опромінених зразках зменшується, але перевищення потоку викликає значне розширення i -шару, яке відбувається внаслідок компенсації провідності радіаційними дефектами та виникнення глибоких рівнів безпосередньо у збідненому шарі p - n -переходу.

ГАММА-НЕЙТРОННИЙ СПЕКТРОМЕТР ДЛЯ ВИЯВЛЕННЯ ВИБУХОВИХ РЕЧОВИН

А. Ш. Георгадзе

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

Останніми роками виявлення і ототожнення вибухових речовин стає все більш важливим. У роботі обговорюється дослідження методики, яка здатна до виявлення і відображення прихованих вибухових речовин за допомогою імпульсного джерела нейтронів та детектора, який є одночасно чутливим до нейтронів та гамма-квантів, а також має просторову чутливість до напрямку на джерело іонізуючих випромінювань.

Нейтронний метод виявлення вибухових речовин є привабливим, тому що дає змогу визначити концентрації легких елементів (водень, вуглець, азот, і кисень), які можуть бути первинними компонентами вибухових матеріалів.

Розроблений сегментований композиційний детектор на основі пластмасового та неорганічних скінтіляторів дає змогу отримати високу ефективність реєстрації гамма-квантів та, окрім того, має просторову чутливість до іонізуючих випромінювань, дає можливість здійснювати просторову режекцію фонових сигналів. Чутливість детектора до нейтронів дає змогу використовувати розсіяні нейтрони, відбиті від досліджуваної речовини для інверсії до томографічних зображень.

У цій роботі представлено підхід для створення системи гуманітарного розмінування з використанням швидких нейтронів. Моделювання методом Монте-Карло з використанням пакета GEANT4 було виконано для розрахунку полів гамма-квантів та нейтронів, що виникають при опроміненні вибухових речовин швидкими нейтронами та розрахунку параметрів гамма-нейтронного детектора.

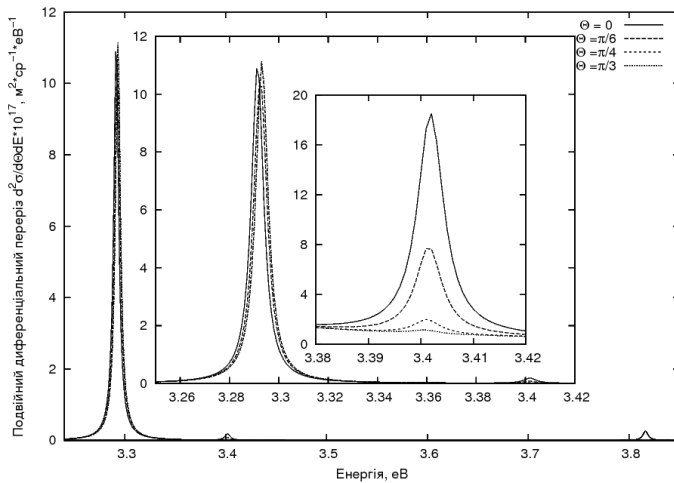
ЕНЕРГЕТИЧНА ТА КУТОВА ЗАЛЕЖНІСТЬ РЕЗОНАНСНОГО ПІДСИЛЕННЯ РОЗСІЯННЯ ЕЛЕКТРОНІВ МОЛЕКУЛОЮ В ПРИСУТНОСТІ НАНООБОЛОНКИ

І. Ю. Голіней, Є. Оникієнко

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

Виявлено, що плазмонні моди, які утворюються на металевих наноболонках, здатні резонансно підсилювати розсіяння електронів на енергіях, що близькі до дипольного моменту переходу в молекулі, яка знаходиться поблизу наночастинки. Для цього побудована квантово-механічна теорія розсіяння електронів на системі, що складається з провідної срібної наноболонки та молекули.

Для знаходження спектра розсіяння електронів на такій композитній системі був знайдений спектр композитної системи, стани якого мають змішаний характер між двома плазмонами, що виникають на внутрішній і зовнішній поверхнях наноболонки, та збудження молекули. Для визначення інтенсивності взаємодії між композитною системою та швидким електроном було проведене вторинне квантування станів системи аналогічно роботам [1 - 3]. Взаємодія між електронами провідної наноболонки та молекулою моделювалася в дипольному наближенні. Перетин розсіяння електронів на композитній системі розраховувався за формулами теорії розсіяння в борнівському наближенні.



Спектр енергетичних втрат електронів при розсіянні на системі, що складається з наноболонки і молекули, залежно від кута орієнтації молекули відносно наноболонки.

Розраховано спектри енергетичних втрат електронів залежно від енергії налітаючих електронів, розташування молекули відносно нанооболонки по куту, а кутову залежність перерізу розсіяння. Внаслідок взаємодії плазмонних мод з молекулою імовірність збудження молекули швидкими електронами зростає завдяки великому дипольному моменту нанооболонки. Виявлено, що при менших енергіях налітаючих електронів розсіяння на внутрішній плазмонній моді підсилюється.

1. *Goliney I.Yu., Sugakov V.I., Kryuchenko Yu.V. // Physical Review B. - 2005. - P. 075442.*
2. *Sugakov V.I., Vertsimakha G.V. // Physical Review B. - 2010. - Vol. 81. - P. 23530.*
3. *Голіней І.Ю., Оникієнко С.В. // УФЖ. - 2014. - Vol. 59, No. 9.*

КОРЕЛЯЦІЯ ПАРАМЕТРІВ ГРАНУЛ ЗРАЗКА SiC, ЩО ВІЗУАЛІЗОВАНІ В РЕНТГЕНІВСЬКИХ ПРОМЕНЯХ

М. А. Заболотний, Л. І. Асламова, Н. В. Радченко, Є. В. Куліч

*Навчально-науковий центр радіаційної безпеки,
Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ*

Мета дослідження – визначення взаємозв'язків між характеристиками гранулярності пластин з реакційно-спеченого карбїду кремнію (за умови наявності або відсутності залишкових напружень) та їхньою щільністю для розробки методів контролю якості пластин.

Сучасні елементи захисних модулів, в основному, є композитними структурами, що містять прошарки кераміки (карбїду кремнію або бору), ламінатів (на основі арамідних тканин або вуглеволокна) та еластомеру [1, 2]. Звичайною технологією отримання керамічних елементів є обробка при високій температурі попередньо відпресованих композитних сумішей [1, 2]. Контроль якості виробів проводиться шляхом вимірювання їхньої щільності [3]. Також відома залежність щільності SiC від власної молекулярної та супрамолекулярної структури [1, 3]. Це обумовило актуальність дослідження кореляції між параметрами грануло-подібної структури виробів та їхньої щільністю. У ході досліджень використовували рентгенівський діагностичний цифровий комплекс «КРДЦ-08-Альфа» та методи рентгенівської дефектоскопії. Результати досліджень наведено на рис. 1 та 2.

Структури, представлені на рис. 1, мають контраст 3 межах 0,38 - 0,41. Контраст зразка з щільністю $3,15 \cdot 10^3$ кг/м³ становить 0,18 - 0,22 (див. рис .2). Це свідчить про суттєву неоднорідність зразка із щільністю $2,9 \cdot 10^3$ кг/м³.



Рис. 1. Гранулярна структура зразка із щільністю $2,9 \cdot 10^3$ кг/м³.

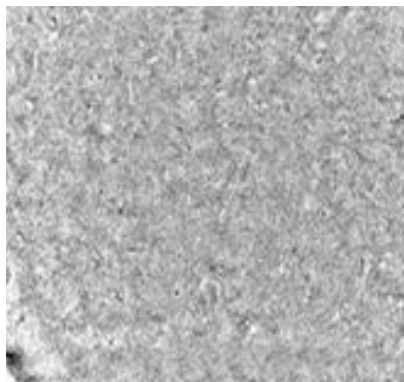


Рис. 2. Гранулярна структура зразка із щільністю $3,15 \cdot 10^3$ кг/м³.

У результаті проведених досліджень методами рентгенівської дефектоскопії було встановлено, що вироби з реакційно-зв'язаного карбиду кремнію мають гранулоподібну внутрішню структуру. Контраст одержаних зображень залежить від щільності матеріалу, а саме – при збільшенні щільності зразка SiC, контраст зображень гранул зменшується.

1. Patent Application US2012/0260792. R. Grossman, T. Harris. 2012.10.18.
2. Патент Российской Федерации 2 440 956. Е.Ф. Харченко, В.А. Анискович, В.В. Ленский, И.С. Гавриков, В.А. Быков. - Бюл. № 3 от 27.01.2012.
3. Степанов Г.В., Зубов В.И., Майстренко А.Л. и др. Влияние скорости нагружения на прочность керамических материалов на основе самосвязанного карбида кремния // Проблемы прочности. - 2010. - № 3. - С. 79 - 88.

РАДІАЦІЙНІ МОДИФІКАЦІЯ ПОРИСТИХ БУДІВЕЛЬНИХ МАТЕРІАЛІВ

**Т. В. Ковалінська¹, Ю. В. Іванов¹, А. Г. Зелінський¹,
Є. Г. Міхнева¹, В. І. Сахно¹, С. І. Хамбір²**

¹ Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

² Виробниче об'єднання «ЖОК», Київ

Застосування радіації для синтезування нових матеріалів з унікальними властивостями відповідає актуальним завданням будівельної індустрії та супутніх галузей економіки. Дослідження і розробки радіаційних технологій здійснюють численні наукові і технологічні організації практично в усіх країнах світу. Ринок нових матеріалів для будівельної індустрії постійно поповнюється. Але актуальність цих розробок поки що не зменшується. Причина – висока вартість нових сучасних будівельних матеріалів, а відтак і витрат на

будівництво та обслуговування споруд. До того ж ці матеріали також не позбавлені низки недоліків і поки що не надають можливості відчутного збільшення ресурсу споруд. Наприклад, ремонт споруд транспортних інфраструктур тільки в США перевищує 120 млрд. дол. США, хоча при виборі будівельних матеріалів було в першу чергу враховано їхні технологічні переваги. В доповіді наводяться результати комплексних досліджень можливостей радіаційних і ядерних технологій для вирішення вказаних актуальних економічних проблем.

Дослідження виявили парадоксальний факт – для найбільш поширених будівельних матеріалів перевага і недоліки збігаються. Це їхня пористість. Найбільш поширені характеризуються великим вмістом пор мікронних та субмікронних (нанометрових) розмірів. З одного боку це визначає невисоку вартість, мінімальну теплопровідність, непогану термостійкість, невисокі експлуатаційні витрати та інші корисні властивості. Але одночасно, саме це є причиною низької корозійної стійкості, обмеженої морозостійкості, проникнення вологи та агресивних речовин.

У секторі радіаційних технологій проведені масштабні дослідження проблеми ліквідації пористості вказаних матеріалів без порушення їхніх корисних параметрів і з мінімальними витратами енергії. Було показано, що лише за допомогою радіації така проблема може вирішуватися оптимальним шляхом. У проведених нами дослідженнях встановлено, що здатність радіації ефективно впливати на динаміку пікорозмірних елементів матеріалів (атомів, груп атомів, окремих дрібних молекул та їхнього об'єднання) відкриває шлях модифікації існуючих будівельних матеріалів найбільш технологічно простим шляхом.

У доповіді описано розроблені і експериментально випробувані моделі таких технологій. Встановлено, що на їхній основі можна заздалегідь і з високою ймовірністю прогнозувати кінцеві характеристики модифікатів. Головне, що вдалося здійснити – це розробити радіаційні технології надійного хімічного поєднання в нових матеріалах різноманітних хімічних елементів, створення на їхній основі композитів з унікальними технічними характеристиками щодо корозійної стійкості, гідрофобності, міцності, стійкості до стирання, стійкості до агресивних середовищ та підвищеним ресурсом.

У доповіді викладено результати радіаційно-хімічної модифікації деяких з найбільш поширених матеріалів – цементних виробів, виробів з бетону, шиферу, деревини та характеристики отриманих з них модифікатів. Наводяться таблиці конструкційних характеристик радіаційно-модифікованих композитних матеріалів, які свідчать, що залучення радіації до промислової модифікації дозволить випускати нові покращені конкурентоспроможні будівельні матеріали з підвищеним в кілька разів ресурсом, вартість яких всього на 5 - 10 % відрізняється від типових нижчої якості.

ВИПРОМІНЮВАЛЬНІ ТА ЕЛЕКТРОФІЗИЧНІ ХАРАКТЕРИСТИКИ ВИХІДНИХ ТА ОПРОМІНЕНИХ ЕЛЕКТРОНАМИ GaAs_x-P_x СВІТЛОДІОДІВ

О. В. Конорева¹, І. В. Петренко¹, О. І. Радкевич², В. М. Попов²,
В. В. Шлапацька³, В. П. Велешук⁴

¹ Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

² Науково-дослідний інститут «Мікроприлад», Київ

³ Інститут фізичної хімії імені Л.В. Писаржевського, Київ

⁴ Інститут фізики напівпровідників ім. В. Є. Лашкарьова НАН України, Київ

Світлодіоди, вирощені на основі твердих розчинів GaAs_x-P_x володіють незаперечними перевагами перед діодами бінарного типу – GaP. Їм властивий значно вищий квантовий вихід при досягненні оптимальної концентрації миш'яку ($x = 0,46$); коли мінімуми Γ - та X -зон – вирівнюються і кристал стає прямозонним («ефект зонної структури»), імовірність випромінювальних переходів починає різко зростати. Зміна складу розчину забезпечує також неперервну зміну довжини хвилі випромінювання.

До негативних факторів, які знижують ефективність свічення, слід віднести виникнення дислокацій невідповідності між плівкою і підкладкою, оскільки GaP і GaAsP мають досить різні параметри ґраток ($d_{\text{GaAs}} = 5,6532 \text{ \AA}$, $d_{\text{GaP}} = 5,4512 \text{ \AA}$). Проте їхню густину можна зменшити, наростивши буферний шар на межі розділу плівка-підкладка.

У поданій роботі вимірювались спектри помаранчевого GaAsP світлодіода, одержаного методом газофазної епітаксії на підкладинці з фосфіду галію. Виявлено, що підвищення температури від 77 до 300 К спричиняє зсув максимуму випромінювання у бік довгих хвиль. Очевидно, що подібна тенденція може бути зумовлена температурною залежністю ширини забороненої зони кристала. Для GaAsP функцію $E_g(T)$ можна одержати, виходячи зі співвідношення Варшні, яке добре описує температурну зміну E_g бінарних сполук A^{III}B^V.

Результати проведених обчислень $E_g(T)_{\text{GaAsP}}$, а також експериментальні дані $E_g(T)$, одержані в межах температурного інтервалу 77 - 300 К, добре узгоджуються. Отже, основним механізмом, який зумовлює зсув спектрів діодів GaAsP, є зменшення ширини забороненої зони при підвищенні температури. Головною причиною падіння інтенсивності свічення при збільшенні температури діода, в якому основна компонента випромінювання – екситонна, очевидно може бути теплова іонізація зв'язаних екситонів. Такий механізм передбачає близьке до експоненційного зменшення інтенсивності. Відсутність активаційного характеру залежності $I_{\text{інт.}}(T)$ очевидно є наслідком дії інших процесів, які впливають на інтенсивність випромінювальної рекомбінації. Серед них, наприклад, може бути зростання інтенсивності безвипромі-

новальних переходів через рівні, котрі змінили свій зарядовий стан при зростанні температури зразка.

Оцінки, проведені за нахилом спектральної кривої, показали, що електронна температура зразка значно перевищує температуру р-п-переходу і близька до 218 К.

Опромінення електронами приводить до монотонного падіння інтенсивності свічення діодів GaAsP. Відсутність додаткових ліній у спектрі опроміненних зразків свідчить, що рівні радіаційних дефектів, як і у випадку GaP – безвипромінювальні. Зміна інтенсивності випромінювання жовтого та помаранчевого діодів добре описується експоненційними залежностями $I_{ж} = 0,25e^{-2,8 \cdot 10^{-15} \Phi}$ та $I_{п} = 0,76e^{-1,05 \cdot 10^{-15} \Phi}$. Головною особливістю ВАХ досліджуваних структур є існування двох ділянок ВДО – в області менших струмів ($I = 10^{-4} - 10^{-3}$ А) та більших ($I = 10^{-2} - 10^{-1}$ А), причому нижня існує як при кімнатній, так і при азотній температурах; верхня – лише при $T \leq 120$ К.

Існування верхньої ділянки ВДО у діодах GaAsP очевидно пов'язано з присутністю складової GaP у твердому розчині GaAsP.

МОДЕЛІ ВІДПАЛУ РАДІАЦІЙНИХ ДЕФЕКТІВ В ОПРОМІНЕНИХ ЕЛЕКТРОНАМИ МОНОКРИСТАЛАХ n-Ge

С. В. Луньов¹, А. І. Зімич¹, В. Т. Маслюк², І. Г. Мегела²

¹ Луцький національний технічний університет, Луцьк

² Інститут електронної фізики НАН України, Ужгород

Протягом багатьох років проводяться інтенсивні дослідження технічного використання різних видів випромінювань для контрольованої та цілеспрямованої зміни властивостей напівпровідникових матеріалів та приладів. Одночасно розвиваються і теоретичні уявлення щодо дії випромінювань на структуру і властивості кристалів. Дослідження процесів відпалу радіаційних дефектів дає змогу встановити природу та параметри утворених при опроміненні радіаційних дефектів, а також умови експлуатації (діапазон робочих температур, стабільність в часі робочих характеристик) електронної апаратури, що містить елементи на основі опроміненого матеріалу. Побудова ж адекватних теоретичних моделей відпалу радіаційних дефектів надасть науково-методичні рекомендації інженерам та науковцям, які працюють в області радіаційних технологій напівпровідників, щодо створення напівпровідникових приладів та сенсорів з наперед заданими властивостями.

Такий напівпровідниковий матеріал як германій, незважаючи на детальне вивчення його властивостей, і надалі залишається перспективним матеріалом сучасної мікро- та наноелектроніки. Тому цікавим, як з теоретичної, так і прикладної точки зору, є дослідження процесів відпалу радіаційних дефектів в монокристалах n-Ge.

У даній роботі досліджувався вплив ізотермічного відпалу на електричні властивості опромінених монокристалів n-Ge потоком $\Phi = 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ електронів з енергією 10 MeV. Зокрема, проводились вимірювання температурних залежностей сталої Холла для опромінених зразків n-Ge при різних температурах та часах відпалу. Як показують результати попередніх наших досліджень [1, 2], для цих же монокристалів n-Ge, при вказаних вище умовах електронного опромінення, вводяться як точкові дефекти (А-центри), так і області розвпорядкування. Утворення нового типу електроактивних дефектів, з іншим енергетичним спектром, після відпалу не було виявлено. На основі одержаних експериментальних результатів, з розв'язків рівнянь електронейтральності, було обчислено концентрацію А-центрів у відпалених зразках германію. При температурах відпалу $T_v < 403 \text{ K}$ було виявлено аномальне зростання концентрації А-центрів, яке пояснюється генерацією вакансій, які утворюються при відпалі ядер областей розвпорядкування. У даному випадку процеси генерації А-центрів переважають над процесами їхнього відпалу. Для запропонованої моделі відпалу радіаційних дефектів були одержанні кінетичні рівняння, з розв'язків яких було обчислено концентрацію А-центрів для різних температур $T_v < 403 \text{ K}$ та часів ізотермічного відпалу. Як показують дані розрахунки, одержані теоретичні результати добре узгоджуються з відповідними експериментальними. Зростання концентрації А-центрів, які виконують роль компенсуючи центрів по відношенню до основних носіїв заряду, призводить до збільшення сталої Холла і відповідно коефіцієнта магнітної чутливості n-Ge, що може бути використано при конструюванні високочутливих датчиків Холла. Одержані теоретичні залежності концентрації А-центрів від часу відпалу можуть бути використанні при моделюванні робочих характеристик таких датчиків.

1. Luniov S.V., Zimych A.I., Nazarchuk P.F. et al. // Nuclear Physics and Atomic Energy. - 2016. - Vol. 17, No. 1. - P. 47.
2. Luniov S., Zimych A., Nazarchuk P. et al. // Journal of Physical Studies. - 2015. - Vol. 19, No. 4. - P. 4704.

КВАНТОВО-МЕХАНІЧНІ ВЛАСТИВОСТІ ВОДИ В ОДНОВИМІРНИХ І ДВОВИМІРНИХ СИСТЕМАХ

Л. С. Марценюк

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

Відкриття нових, перспективних високотемпературних надпровідників призвело до виникнення ряду проблем з трактуванням їхніх властивостей, які не вписуються в рамки традиційних уявлень. До теперішнього часу не створено єдиної теорії, що пояснює характер явищ у високотемпературних надпровідниках і, фактично, в кожній новій роботі, присвяченій дослідженню

властивостей цих матеріалів, пропонуються нові ідеї, що суперечать або істотно доповнюють старі, відсутня єдина точка зору в теоретичних інтерпретаціях.

Особливо це стосується недавно відкритого японськими дослідниками ефекту індукування звичайною водою і спиртовими водними розчинами надпровідності в сполуках $SrFe_2As_2$ і $FeTe_{0,8}S_{0,2}$. До цих пір жодне пояснення цього ефекту не є вичерпним і задовільним.

Самі сполуки в стан надпровідності не переходять. Але при дифузії в них водних молекул, які розташовуються в сполуках *одиночними шарами* паралельно основним шарам сполук, ці сполуки стають надпровідниками. Властивості води в одновимірних і двовимірних системах аналізуються по аналогії з теорією, створеною з позиції квантової теорії поля для об'ємної води Дж.Препарата. Нами [1] вперше дано задовільне трактування ефекту індукування водою надпровідності в шаруватих залізовмісних з'єднаннях $SrFe_2As_2$ і $FeTe_{0,8}S_{0,2}$.

У звичайній воді молекули води з'єднуються між собою водневими зв'язками, що представляють аналог двох-ямних систем [2]. Згідно із загальноприйнятною моделлю, протони в таких зв'язках знаходяться в енергетичних мінімумах, розділених квантовими бар'єрами. Якщо до водної системи прикласти зовнішнє поле, в ній виявляється протонна провідність.

Вода, що дифундувала в сполуки $SrFe_2As_2$ і $FeTe_{0,8}S_{0,2}$, є двовимірною системою, і протони молекул води в такій системі, як і в одновимірній системі, знаходяться у збудженому стані. Енергія протонів в такій системі може бути вище за висоту потенційного бар'єра. Це означає, що вода в двовимірних системах може проявити незвичайні властивості. Висловлено припущення, що при переході до стану надпровідності сполук $SrFe_2As_2$ і $FeTe_{0,8}S_{0,2}$ (з дифундованою в них водою) шари води, виявляють інший тип провідності, який властивий і одновимірній воді, чим і визначається сам ефект індукування водою надпровідності в цих сполуках.

1. *L.S. Martseniuk*. About the Mechanism of Arising of the Superconductivity, Induced by Water in Compounds $SrFe_2As_2$ and $FeTe_{0,8}S_{0,2}$. Chapter 2 // Superconductivity: Properties, Applications and New Developments / Ed. Paulette Grant. - Nova Science Publish., 2015.
2. *Антонченко В.Я., Давидов А.С., Іллін В.В.* Основи фізики води. - К.: Наук. думка, 1991. - 672 с.

РАЗМЕРНЫЕ ЭФФЕКТЫ ПРИ ВОЗБУЖДЕНИИ АВТОВОЛН ПЛОТНОСТИ ЭКСИТОНОВ В КВАНТОВЫХ ЯМАХ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

В. В. Михайловский, В. И. Сугаков

Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев

Одним из интенсивно развивающихся направлений в физике низкоразмерных систем является исследование систем с большой плотностью экситонов. В частности, в двойных полупроводниковых квантовых ямах при лазерном облучении обнаружено возникновение неоднородных пространственных структур [1, 2] в распределении непрямых экситонов, время жизни которых велико, что позволяет создать их большую концентрацию. В работе [3] возникновение структур было интерпретировано как образование конденсированной фазы вследствие взаимодействия между экситонами. При наличии внешней силы периодические структуры могут перемещаться по кристаллу в виде автоволн подобно движению флуктуации заряда в эффекте Гана в полупроводниках [4]. Существует область накачек, при которых однородное распределение плотности экситонов является неустойчивым по отношению к образованию островков конденсированных фаз. Также существует область плотностей экситонов, при которой в системе возможно как наличие неоднородных структур, так и реализация однородного состояния. Именно поведение системы при таких накачках является предметом исследований данной работы. Для такого состояния системы в работе [5] показана возможность генерации импульсов экситонных конденсированных фаз при стационарном облучении кристалла в локальной области, т.е. система может служить генератором импульсов экситонных конденсированных фаз.

Данная работа является продолжением работы [5]. Изучено влияние параметров облучения, тянущей силы и поглощающей границы на возбуждение автоволн. Применяя методы, использованные в работах [4,5], получены следующие результаты: 1) величина необходимой для возникновения автоволн тянущей силы линейно зависит от размеров области с сильной накачкой; 2) близость границы системы отталкивает область с большой концентрацией экситонов; 3) существует минимальная критическая длина системы, при которой возникает генерация импульсов.

1. *Butov L.V., Gossad A.C., Chemla D.S. // Nature. - 2002. - Vol. 418. - P. 751.*
2. *Timofeev V.B. // Usp. Fiz. Nauk. - 2005. - Vol. 175. - P. 315.*
3. *Sugakov V.I. // Solid State Commun. - 2005. - Vol. 134. - P. 63.*
4. *Sugakov V.I. // J. Phys. Condens. Matter. - 2009. - Vol. 21. - P. 275803.*
5. *Mykhaylovsky V., Sugakov V., Goliney I. // Journal of Nanophotonics. - 2016. - Vol. 10(3). - P. 033504.*

ЭЛЕКТРОМЕХАНИЧЕСКИЙ ОХЛАДИТЕЛЬ ДЛЯ ОЧГ-ДЕТЕКТОРОВ

Э. Е. Петросян¹, С. С. Погуляй¹, Р. Ю. Чаплинский¹,
А. В. Мостицкий², О. В. Баклан²

¹ *Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев*

² *Научно-производственное объединение «Днепро-МТО», Киев*

Полупроводниковые детекторы из особо чистого германия (ОЧГ) по-прежнему занимают лидирующие позиции в прецизионном радионуклидом анализе радиоактивных материалов из-за высокого разрешения и большой эффективности. К сожалению, для работы ОЧГ-детекторов требуется охлаждение до температур порядка 105К. Традиционно, ОЧГ-детекторы охлаждаются жидким азотом внутри криостата специальной конструкции. Недостатки азотного охлаждения:

- еженедельная поставка азота в труднодоступные места;
- облучение персонала при заправке азотом в случае высоко радиационного фона;
- ограниченная возможность позиционирования детектора относительно измеряемого объекта.

Последние десятилетия широкое распространение начали получать электромеханические охладители (ЭО) ОЧГ-детекторов [1,2]. Основным недостатком электромеханических систем охлаждения является высокая стоимость.



Лаборатория полупроводниковых детекторов ИЯД НАН Украины совместно с компанией НПК Спектр и Днепро-МТО (Киев, Украина) разработала электромеханический охладитель (рис.) принцип работы, которого основан на дроссельном регенеративном цикле Линде на смесевых хладагентах [3].

Конструктивно ЭО состоит из трех основных узлов: компрессорного блока, вакуумного криостата со встроенным теплообменником и хладагентом, а также рукава для подачи хладагента в теплообменник. К вакуумному криостату присоединяется ОЧГ-детектор. Длина рукава может быть увеличена до 10 м, что позволяет размещать компрессорный блок в одном помещении, а криостат с ОЧГ-детектором в другом. Испытания показали, что разработанный ЭО позволяет охлаждать ОЧГ-детектор до температуры 100 - 105 К (рисунок) при времени охлаждения порядка 8 - 12 ч. Сравнение с наиболее распространенным аналогом X-Cooler II (Ortec, USA) показывает, что разработанный ЭО не уступает по техническим характеристикам, и при этом лишен таких недостатков, как забивка

маслом дросселей теплообменника, что является распространенной проблемой в системах такого типа.

1. URL: <http://www.ortec-online.com>
2. URL: <http://www.canberra.com>
3. Сулов А.Д., Глухов С.Д. Анализ однопоточного многокаскадного цикла. Глубокий холод и кондиционирование // Труды МВТУ. - № 239. - С. 7 - 11.

ПОЛУЧЕНИЕ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИХ СООТНОШЕНИЙ ДЛЯ ГИББСОВСКОГО АНСАМБЛЯ ПРИ ПОМОЩИ МЕТОДА МАКСИМУМА ЭНТРОПИИ

В. В. Рязанов

Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев

Производящий функционал гиббсовского ансамбля записан в форме обобщенного пуассоновского распределения. Для определения вида производящей функции этого распределения используется принцип максимума энтропии. Рассмотрены случаи, когда известно только математическое ожидание и математическое ожидание и второй момент. В последнем случае полученное уравнение состояния имеет трансцендентную форму. В обоих случаях в отсутствии взаимодействия полученные соотношения приводят к выражениям для идеального газа.

Рассматривается система тождественных точечных частиц в конечном объеме, подчиняющихся классической механике. Производящий функционал (ПФ) случайной точечной меры числа частиц гиббсовской равновесной системы большого канонического ансамбля сопоставляется с производящим функционалом обобщенного пуассоновского распределения. Принцип максимума энтропии применяется к определению явного вида производящей функции слагаемого из последовательности независимых одинаково распределенных случайных величин, сумма которых и описывается сложным пуассоновским распределением. Принцип максимума энтропии состоит в записи функционала Лагранжа, состоящего из выражения для энтропии и известных ограничений, и нахождения распределения, которое дает экстремум этого функционала. Для случая, когда известны нормировка и средние значения, получены выражения для парной корреляционной функции, уравнение состояния, связь давления с плотностью и температурой системы. Для случая, когда известны математическое ожидание и второй момент случайной величины числа частиц, используются соотношения для производящего функционала. Уравнение состояния и связь активности с плотностью записываются в сложном трансцендентном виде

$$\rho e^{-2b_2 a} = z \left[\left(\frac{a}{z} \right)^2 \frac{\left(\frac{P}{z} - 1 \right)}{\left(\frac{a}{z} - 1 \right)} \right]^{b_0(1-z/a)} \text{ при } z = \rho^{\frac{K}{K-1}} \left[\frac{e^{2b_2 a}}{(a + \rho K / b_0)} \right]^{\frac{1}{K-1}},$$

где $K = b_0 \frac{a}{a + b_3 / b_2^3}$; $\frac{P}{kT} = a$; P – давление; ρ – плотность числа частиц; k – постоянная Больцмана; T – абсолютная Температура $\beta = 1 / kT$; μ – химический потенциал, z – активность большого канонического распределения; $z_i = (2\pi m k T)^{3/2} h^{-3} \exp\{\mu_i / kT\}$ – значение активности в i -й точке; m – масса частицы; h – постоянная Планка; U_n – потенциальная энергия системы из n частиц; предполагается аддитивность взаимодействия, и $u_{ij} = \exp\{-\varphi(x_i - x_j) / kT\}$, $U_n = \sum_{i,j=1, i \neq j}^n \varphi_{ij}$, $\varphi_{ij} = \varphi(x_i - x_j)$ – потенциал взаимодействия между частицами в точках x_i , x_j , b_j – майеровские групповые интегралы ($j = 2, 3$); $b_0 = \iint y_1 r_1 dr / V^2 = 1 + 2b_2 / V$.

ПОРІВНЯННЯ СТРУКТУРИ МОНОКРИСТАЛІЧНОГО КРЕМНІЮ, ОПРОМІНЕНОГО ВИСОКОЕНЕРГЕТИЧНИМИ ІОНАМИ ДЕЙТЕРІЯ І ВОДНЮ

**М. І. Старчик¹, В. І. Варніна¹, Г. П. Гайдар¹, Л. С. Марченко¹,
М. Б. Пінковська¹, В. М. Попов², Г. Г. Шматко¹**

¹ Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

² Науково-дослідний інститут мікроприладів НТК
«Інститут монокристалів», Київ

Іонне опромінення напівпровідникових матеріалів застосовують насамперед для отримання тонких шарів із заданими електричними, фотоелектричними, структурними та іншими характеристиками, необхідними у напівпровідникових приладах. Властивості таких шарів залежать від енергії та маси іонів, величини флюенса і температури опромінення, а також від самого матеріалу.

Мета роботи – отримання даних про дефектоутворення в кремнії, опроміненому легкими іонами різної енергії.

Ми вивчали і порівнювали структуру монокристалічного кремнію, опроміненого високоенергетичними дейтронами ($E = 13,6$ МеВ) і протонами ($E = 6,8$ МеВ) флюенсами $\geq 5 \cdot 10^{16}$ см⁻².

Методи досліджень: вибіркове протравлювання, металографія, профілометрія.

Вивчався монокристалічний кремній двох видів: дислокаційний (з питомим опором $\rho = 3 - 4$ Ком, діаметром 33 мм та затовшки 3 мм) та бездислока-

ційний. Опромінення проводилось на циклотроні У-120 ІЯД НАН України. Зразки в процесі опромінення охолоджували протічною водою. Опромінені кристали розрізали вздовж напрямку опромінення, шліфували, полірували та протравлювали [1].

Порівняння зображень протравлених поверхонь кремнію (опроміненого дейтронами та протонами) вздовж напрямку опромінення показало наявність лінії гальмування іонів (І), де напруження, зв'язані з дефектами, максимальні. Встановлено, що для дейтронного опромінення ширина витравленої лінії гальмування від краю опроміненої області до її центра мінялась від ~30 мкм до ~130 мкм у центрі зразка і далі знову спадала до ~20 мкм.

Поблизу центра опроміненої області виявлено появу 2-ї витравленої смуги завширшки ~100 мкм на відстані ~130 мкм від першої смуги і ближче до поверхні.

За даними профілометрії глибина витравленої області (І) становила ~ 650 - 550 мкм на краю опроміненої області. Глибина 2-ї смуги становила до ~ 150 мкм. У центрі зразка, де густина потоку дейтронів і, відповідно, температура опромінення максимальна, ближче до опроміненої поверхні, виникають додаткові витравлені лінії напруженості, вочевидь, зумовлені інтенсивнішим нагрівом.

У протонно опроміненому кремнії ширина витравленої смуги гальмування становила ~ 50 - 80 мкм, глибина ~ 10 - 50 мкм, а для лінії, що відповідає ефекту далеко дії ці величини - ~ 50 мкм та ~ 1 мкм відповідно

Підсумовуючи, можна вважати, що структура кремнію, опроміненого дейтронами і протонами, відрізняється величинами глибини та ширини витравлених ліній напруженостей, створених великою концентрацією виниклих радіаційних дефектів, тобто значним розупорядкуванням структури. Багатошарівність дефектоутворення можна пояснити процесами утворення сильно пошкоджених (аморфних) шарів в області гальмування іонів та їхнього подальшого заліковування (рекристалізація) в процесі опромінення. Швидкість цього процесу залежить від температури зразка в процесі опромінення. Саме для дейтронного опромінення кремнію, коли маса і енергія іонів більша, ніж для протонного, число пошкоджених і залікованих шарів повинно бути більше. Це і спостерігається в експерименті.

РОЗПОДІЛ КОНЦЕНТРАЦІЇ ДОМІШОК ТА ЇХНІХ КОМПЛЕКСІВ ІЗ ВАКАНСІЯМИ ЗА МЕЖАМИ ПРОБІГУ ІОНІВ ПРИ ІМПЛАНТАЦІЇ

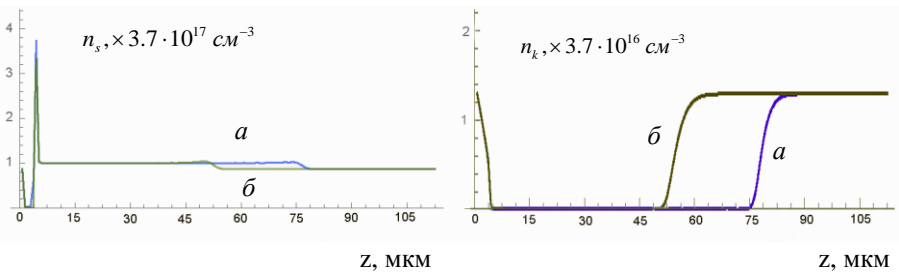
В. Й. Сугаков, А. А. Чернюк

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

Вплив ядерного опромінення на властивості матеріалів за межами пробігу частинок при іонній імплантації є актуальним у радіаційної фізики [1]. У запробіжній області кристала спостерігаються зміни фізичних властивостей

кристала (поява дефектів, зростання мікротвердості, фазові перетворення тощо). У літературі описана низка теоретичних моделей, проте внаслідок складності і різноманітності проблеми її розв'язок далекий від завершення. Представлена робота є продовженням робіт [2, 3], в яких розглянуто випадок іонної імплантації, коли імплантовані атоми створюють комплекси з вакансіями і показано, що за межами пробігу іонів утворюється область із малою густиною вакансій і на певній відстані від границі пробігу утворюється пік густини комплексів «вакансія – імплантований атом».

У даній роботі розглядається розподіл дефектів при іонній імплантації кристала за межами пробігу іонів за умови наявності в кристалі домішок, які можуть утворювати комплекси з вакансією. Імплантація створює біля поверхні певний розподіл імплантованих атомів, вакансій та міжвузлових атомів, який є складним, проте в досліджуваній області за межами пробігу розподіл дефектів і комплексів може бути описаний рівняннями дифузії. Ми дослідили систему і область температур, при яких вільні домішки є нерухомими, а комплекси домішок із вакансіями переміщуються по кристалу. Прикладом такої системи є кремній із домішкою кисню. Утворення комплексів і різний характер їхнього руху приводить до перерозподілу дефектів у просторі. На рисунку представлено результат обчислень просторового розподілу (вздовж осі Z) концентрацій вільних домішок n_s і комплексів домішок із вакансіями n_k при температурі $T = 600$ К для двох густин дислокацій: (a) $2 \cdot 10^7$ см⁻², (b) $5 \cdot 10^7$ см⁻².



Через деякий час після початку опромінення в системі формується квазі-стаціонарний стан, в якому розподіл домішок та їхніх комплексів із вакансіями залишається стаціонарним, зростає лише кількість імплантованих атомів на вакансіях. Обчислення показують, що у деякій області за межею пробігу концентрація вільних домішок збільшена в порівнянні з концентрацією в кристалі (зі значенням на великій відстані), а концентрація комплексів «домішка – вакансія» (A -центрів) є надзвичайно малою. При розглядуваних параметрах ця область досягає значень кількох десятків μm , що значно перевищує типові значення області пробігу іонів при імплантації. Область зростає при зменшенні густини дислокацій і з пониженням температури.

Таким чином, у роботі показаний істотний перерозподіл при імплантації

концентрацій домішок і комплексів «домішка – вакансія». Це повинно приводити до зміни електрофізичних властивостей у макроскопічній області кристала.

1. Гроза А.А., Литовченко П.Г., Старчик М.І. Ефекти радіації в інфрачервоному поглинанні та структурі кремнію. - К.: Наук. думка, 2006. - 124 с.
2. Сугаков В.Й. // Ядерна фізика та енергетика. - 2009. - Т. 10, вип. 4. - С. 395 - 402.
3. Sugakov V.I. // Physics of Solid State. - 2011. - Vol. 53. - P. 2131.

ЕКСИТОННІ СПЕКТРИ ПОДВІЙНИХ НАПІВМАГНІТНИХ НАПІВПРОВІДНИКОВИХ КВАНТОВИХ ЯМ (Cd,Mg)Te/CdTe/(Cd,Mg)Te/(Cd,Mn)Te/(Cd,Mg)Te

**О. Терлецький¹, С. Рябченко¹, В. Сугаков², Г. Верцімаха²,
О. Терещенко¹, Г. Карчевський³**

¹ Інститут фізики НАН України, Київ

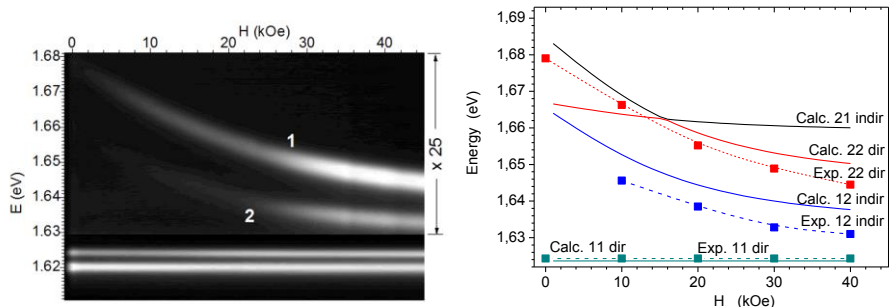
² Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

³ Інститут фізики ПАН, Варшава, Польща

У подвійних напівпровідникових квантових ямах екситони можуть утворюватися як зарядами, локалізованими в одній квантовій ямі (так звані «прямі» екситони), так і в різних ямах (просторово «непрямі» екситони). Просторове розділення електрона і дірки зменшує імовірність радіаційної рекомбінації електрона і дірки, що дає змогу досягати високих концентрацій непрямих екситонів в зразках, що важливо для дослідження колективних екситонних явищ [1].

У роботі проведено експериментальні і теоретичні дослідження спектрів фотолюмінесценції напівмагнітних напівпровідникових структур, що містять квантові ями $\text{Cd}_{0.95}\text{Mn}_{0.05}\text{Te}$ і CdTe , розділені вузьким немагнітним бар'єром $\text{Cd}_{0.8}\text{Mg}_{0.2}\text{Te}$.

У зразках спостерігались смуги фотолюмінесценції кількох можливих екситонних станів, енергетична відстань між якими суттєво перевищувала значення kT . Зокрема, в зовнішньому магнітному спостерігались непрямі екситони, утворені електроном, локалізованим в квантовій ямі CdTe і діркою в напівмагнітній ямі $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$. Даний екситонний стан спостерігався, незважаючи на те, що він не є основним енергетичним станом системи. Це означає, що перерозподіл збуджених носіїв між екситонними станами відбувається значно повільніше, ніж радіаційна рекомбінація екситонів. Ефект зумовлений малою імовірністю тунелювання дірки з однієї ями до іншої.



Ліворуч - залежність інтенсивності фотолумінесценції від енергії і магнітного поля. *Праворуч*: порівняння експериментальних (квадратики) і розрахункових (суцільні лінії) значень енергій екситонів в залежності від магнітного поля.

Теоретичні розрахунки екситонних спектрів, проведено за методом, описаним у роботі [2], якісно і кількісно узгоджуються з результатами вимірювань.

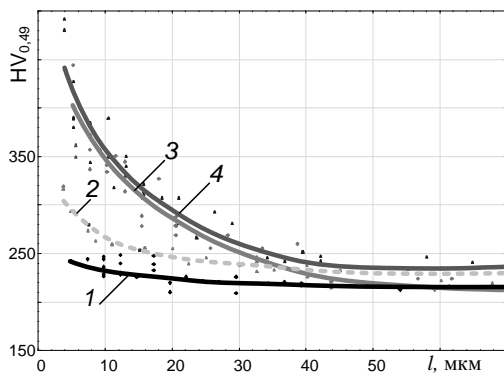
1. Butov L.V., Filin A.I. // Phys. Rev. B. - 1998. - Vol. 58. - P. 1980.
2. Lev S.B., Sugakov V.I., Vertsimakha G.V. // J. Phys.: Condens. Matter. - 2004. - Vol. 16. - P. 4033.

ВПЛИВ ХІМІКО-ТЕРМІЧНОЇ ОБРОБКИ НА ПРИПОВЕРХНЕВУ ТВЕРДІСТЬ СПЛАВІВ ЦИРКОНІЮ Zr1%Nb ТА ГАФНІЮ ГФЕ-1

В. С. Трущ, О. Г. Лук'яненко

Фізико-механічний інститут ім. Г.В. Карпенко НАН України, Львів

Завдяки поєднанню унікальних фізико-механічних та ядерно-фізичних характеристик сплави на основі цирконію та гафнію широко застосовують в ядерній техніці. Разом з тим існує низка чинників, які істотно впливають на функціональні властивості цих двох сплавів. Одним із таких чинників є висока реакційна здатність по відношенню до елементів втілення, зокрема кисню. Тому мета роботи – встановити вплив термодифузійного насичення у контрольованому кисневмісному газовому середовищі за $T = 850^\circ\text{C}$ протягом $\tau = 2$ год, за різного розрідження (режим $P1 - P = 1,33 \cdot 10^{-1}$ Па та режим $P2 - P = 1,33 \cdot 10^{-3}$ Па) на предмет можливості формування дифузійних зміцнених приповерхневих шарів на тонколистових пластинах (~ 1 мм) з цирконієвого сплаву Zr1%Nb та гафнієвого сплаву ГФЕ-1.



Розподіл мікротвердості по перерізу зразків сплавів Zr1%Nb (1, 3) і ГФЕ-1 (2, 4) після обробок за режимами: 1, 2 – P1; 3, 4 – P2.

Хіміко-термічна обробка за режимами P1 та P2 призводить до формування дифузійного поверхневого шару із певними параметрами зміцнення по перерізу (рисунок). Після обробка у високому вакуумі (P2) у приповерхневому шарі фактично не спостерігається зміцненого шару для двох досліджуваних сплавів Zr1%Nb і ГФЕ-1. Як і слід було очікувати найбільший градієнт твердості спостерігається за найменшого розрідження. Встановлено, що на досліджуваних зразках після обробки у кисневому середовищі (P1) градієнт твердості у приповерхневому шарі металу монотонно зменшується від поверхні до середини зразка, що свідчить про відсутність щільної захисної фазової (оксидної) плівки.

1. Keller H.W., Ballenberger J.M., Hollein D.A., Hott C. // Nuclear Technology. 1982. - Vol. 59, Iss. 3. - P. 476 - 482.
2. Азаренков Н.А., Булавин Л.А., Залюбовский И.И. и др. Ядерная энергетика: Учеб. пос. Глава 2. - Харьков: ХНУ имени В. Н. Каразина, 2012. - 535 с.
3. Lemaignan C., Motta A.T. // Materials Science and Technology. - 2006. - P. 2 - 51.
4. Ozhigov L.S., Pilipenko N.N., V'jugov P.N. et al. // East European Journal of Physics. - 2015. - Vol. 2, No. 1. - P. 60 - 62.
5. Черняева Т.П., Стукалов А.И., Грицина В.М. // Вопросы атомной науки и техники. Серия: Вакуум, чистые материалы, сверхпроводники (12). - 2002. - № 1. - С. 96 - 102.

ЕЛЕКТРОННИЙ ТРАНСПОРТ В ТОНКИХ ПЛІВКАХ ОРГАНІЧНИХ НАПІВПРОВІДНИКІВ: ОСТАННІ ДОСЯГНЕННЯ ТА ПЕРСПЕКТИВИ НОВОГО НАПРЯМКУ - ГНУЧКОЇ ТОНКОПЛІВКОВОЇ ЕЛЕКТРОНІКИ

І. І. Фіщук

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

В останні десятиріччя були досягнуті визначні технологічні прориви в розвитку тонкоплівкових напівпровідників (ТНП) на основі органічних та металооксидних матеріалів завдяки практичній реалізації ряду пристроїв на їхній основі таких, як органічні світловипромінюючі діоди, органічні сонячні елементи та органічні польові транзистори. На сьогодні органічна електроніка є потужною галуззю промисловості, що дуже швидко розвивається і річне виробництво якої в 2016 р. в світі вже перевершило 15 мільярдів\$ (головним чином наразі за рахунок світловипромінюючих дисплеїв). Дані матеріали є також основою для створення нового покоління електроніки – так званої гнучкої тонкоплівкової електроніки (<1 мкм) для реалізації амбітного проекту «Інтернет Речей». Перевагою даних ТНП є можливість нанесення їх на полімерні підкладки великої площі при відносно низьких температурах в порівнянні із традиційним a-Si:H, їхня дешевизна та радіаційна стійкість. Традиційно ТНП є аморфними чи полікристалічними із стрибковим типом зарядового транспорту по локалізованим станам. Теоретичне описання ефективних електрофізичних характеристик таких систем здійснюється з допомогою специфічних підходів до обчислення, а саме – теорії протікання, ефективної транспортної енергії, методу ефективного середовища та комп'ютерного моделювання зарядового переносу.

В останні роки величезний інтерес та зусилля приділяються до розробки та дослідженню ТНП матеріалів із відносно високою рухливістю носіїв заряду (>10⁻³⁰ см²/Вс), що майже на 2 порядки вища ніж в a-Si:H і дає змогу виготовлення інтегральних схем та транспондерів на їхній основі. Такі значення рухливості носіїв не можуть бути описані ні чистим зонним ні чистим стрибковим механізмом провідності. З одного боку це висока дрейфова рухливість, що збігається із рухливістю Холла, є характерною для зонного транспорту, а з другого боку спостерігається залежність рухливості від температури та електричного поля, яка характерна для стрибкового транспорту. Ці нові результати вимагають нових підходів до їхньої теоретичної інтерпретації. Такий новий підхід запропонований в наших нових роботах. В основу підходу закладено специфічне поєднання локального зонного транспорту з макроскопічною неупорядкованістю [1]. Вважається, що із-за макроскопічної

невпорядкованості в системі мають місце макроскопічні випадкові флуктуації краю зони провідності, протяжність яких більша за довжину вільного пробігу носіїв заряду. Це дає можливість ввести локальну зонну електропровідність, а далі певним чином враховувати неупорядкованість системи при обчисленні ефективної електропровідності, що описує властивість всієї системи. Для цього ми використали метод ефективного середовища [2, 3]. Такий підхід дав можливість описати сукупність нових експериментальних даних по температурній і польовій залежності рухливості в органічних тонкоплівкових (~40 нм) кристалічних системах, що перспективні для використання в електронних пристроях нового покоління.

1. *Fishchuk I.I. et al.* // Phys. Rev. B. - 2016. - Vol. 93. - P. 195204.
2. *Kirkpatrick S.* // Rev. Mod. Phys. - 1973. - Vol. 45. - P. 574.
3. *Böttger H., Bryksin V.V.* // phys. stat. sol. (b). - 1979. - Vol. 96. - P. 219.

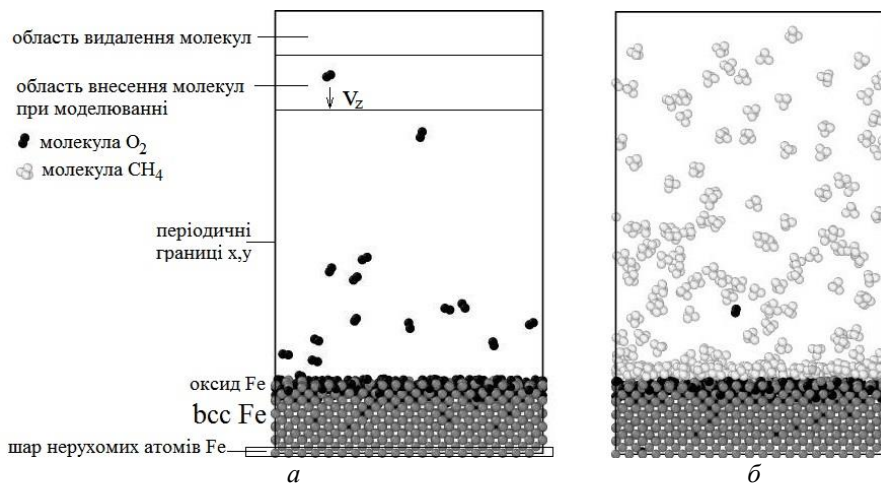
Тези доповідей з теорії ядерного синтезу та фізики плазми

КОНВЕРСИЯ МЕТАНУ НА ПОВЕРХНІ ОКСИДУ ЗАЛІЗА. МОДЕЛЮВАННЯ МЕТОДОМ РЕАКТИВНОЇ МОЛЕКУЛЯРНОЇ ДИНАМІКИ

Т. В. Афанас'єва, К. І. Чуніхіна, В. Я. Черняк

Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ

Дослідження взаємодії метану з оксидами перехідних металів викликають особливий інтерес як з наукової, так і практичної точки зору оскільки є важливими для гетерогенного каталізу, що застосовується в промисловості, та сучасних досліджень по плазмовій активації каталізу. Вплив температури та ступеня окиснення поверхні Fe(001) на процес адсорбції молекул метану досліджувався методом реактивної молекулярної динаміки Reaxff [1], який адекватно описує як утворення та розрив хімічних зв'язків, так і перенос зарядів між частинками [2]. В роботі використовувались параметри потенціалу Reaxff розроблені та апробовані для опису реакцій в системі Fe/O/C/H [3]. Розрахунки здійснювались в програмному пакеті Lammmps, який дає змогу моделювати системи, що містять до 1 мільйона атомів та використовує паралельні обчислення. Для моделювання використовувалась комірка розміром $57,4 \times 57,4 \times 94,7 \text{ \AA}^3$, яка містила 4400 атомів заліза (рисунок, а).



Вигляд збоку комірки моделювання: а - після напорощення 0,5 МШ молекул кисню при температурі 300 К, 20 ps; б - напорощення молекул метану, 50ps.

У комірку вносились молекули зі швидкістю v_z відповідною температурі моделювання та підтримувався постійний тиск 1 атм. Показано, що молекули кисню дисоціюють на чистій поверхні заліза (див. рисунок, *a*), коефіцієнт прилипання молекули кисню на поверхні заліза зменшується зі збільшенням кількості адсорбованого кисню. На поверхню Fe(001) наносилось 0,25, 0,5, 1 та 3 МШ (моношари) молекул кисню, а після релаксації системи, на поверхню заліза із шаром оксиду напорошувались молекули метану. Показано, що молекули метану спочатку конденсуються на поверхні FeO (див. рисунок, *b*) та з часом починають розкладатися з утворенням сполук CH_x , C, H, CH_xO тощо.

Характер адсорбції молекул метану на поверхні оксиду заліза, отриманий у даній роботі, узгоджується з результатами розрахунків з перших принципів та експериментальними даними.

1. *van Duin A.C., Dasgupta S., Lorant F., Goddard W.A.* // J. Phys. Chem. - 2001. - Vol. A105 (41). - P. 9396 - 9409.
2. *Senftle T.P. et al* // Computational Materials. - 2016. - Vol. 2. - P. 15011.
3. *Aryanpour M., van Duin A.C., Kubicki J.D.* // J. Phys. Chem. - 2010. - Vol. A114. - P. 6298 - 6307.

НЕСАМОСТІЙНИЙ РОЗРЯД У ПАРАХ АНОДНОГО ЕЛЕКТРОДА ЯК ДЖЕРЕЛО БЕЗКРАПЕЛЬНОГО ПОТОКУ ПЛАЗМИ ТВЕРДОФАЗНИХ МАТЕРІАЛІВ

А. Г. Борисенко

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

Формування функціональних металевих плівок для потреб нано- опто- і мікроелектроніки вимагає використання джерел безкрапельних плазмових потоків різних твердофазних матеріалів. У широко використовуваному дуговому розряді в парах матеріалу катода, наявні фізичні процеси є такими, що роблять неминучою присутність в створюваних потоках плазми краплинно-кластерної фази матеріалу катода [1 - 3]. Дослідження свідчать, що ці потоки містять краплі катодного матеріалу, розміри яких становлять від одиниць до десятків мікрон. Зокрема, плазмові потоки, які створюються за допомогою вакуумної дуги з катодом із титану, містять краплі діаметром до 20 мікрон. При цьому, частка крапель діаметром понад 2 мікрони в загальному масоперееносі перевищує 90 % [2]. Тому такі потоки виявляються неприйнятними для вирішення ряду технологічних завдань і додатково вимагають розробки та використання різних методів їхньої фільтрації, або розробки альтернативних методів генерації безкрапельних потоків плазми. Фільтрація потоків не завжди сприяє повному видаленню краплинної фази, але завжди призводить до значного послаблення інтенсивності потоків плазми на виході з цих дже-

рел [3]. Разом з тим, бескрапельні потоки плазми твердофазних матеріалів здатний генерувати несамостійний дуговий розряд з випаровуванням анодним електродом [4]. Випаровування може здійснюватися за допомогою електронів, що емітуються з розжареного катода, або з інших джерел. У роботі представлені результати досліджень нової модифікації джерела потоків плазми різних металів на основі несамостійного вакуумного дугового розряду з підвищеними струмами розряду, наведені основні характеристики дугових розрядів в парах різних робочих матеріалів та основні параметри створюваних потоків плазми металів. Показано, що розряд з розжареним катодом має стабільну дифузну прив'язку на аноді розряду, яка обумовлює випаровування матеріалу анода з широкої зони. Як свідчать експерименти, режим локального випаровування робочого матеріалу з поверхні анода в цьому типі розряду практично відсутній, або принаймні його реалізація дуже ускладнена. Для різних робочих матеріалів показано, що цей розряд також дає змогу регулювати направлену енергію та долю іонів в створюваних потоках плазми, що може бути використано як додаткові засоби керування процесами зародження і росту осаджуваних плівок з метою цілеспрямованого впливу на їхню структуру і властивості [5]. При цьому, інтенсивність потоку плазми на виході з джерела практично залишається незмінною.

Зазначені вище особливості вакуумного дугового розряду в парах матеріалу анода свідчать як про доцільність і актуальність вивчення його властивостей і характеристик при різних робочих матеріалах і в різних діапазонах розрядних струмів, так і про необхідність розробки і вивчення різних конструкцій джерел плазми, що створюються на його основі.

1. Kimblin C.W. // J. Appl. Phys. - 1973. - Vol. 44, No. 7. - P. 3074 - 3081.
2. Аксенов И.И., Коновалов И.И., Кудрявцева Е.Е. и др. // ЖТФ. - 1984. - Т. 54, Вып. 8. - С. 1530 - 1533.
3. Anders A. Cathodic Arcs: From Fractal Spots to Energetic Condensation. - New York: Springer, 2008.
4. Borisenko A.G., Saenko V.A., Rudnitsky V.A. // IEEE Trans Plasma Science. - 1999. - Vol. 27, No. 4. - P. 877 - 881.
5. Гусева М.Б. // Соросовский образовательный журнал. - 1998. - № 10. - С. 106 - 112.

ДОСЛІДЖЕННЯ НОВИХ РІЗНОВИДІВ ГЕЛІКОННОГО РОЗРЯДУ, ПЕРСПЕКТИВНИХ ДЛЯ ТЕХНОЛОГІЧНИХ ЗАСТОСУВАНЬ

А. Г. Борисенко, В. Ф. Вірко, Ю. В. Вірко, В. В. Гладковський

Інститут ядерних досліджень НАН України. Київ

У сучасних плазмово-технологічних процесах широко використовуються розряди, утворені циркулярно поляризованими хвилями – геліконами. Ці

розряди генеруються за допомогою індукційних антен, розташованих, здебільшого, на циліндричній поверхні діелектричної розрядної камери. Радіальний розподіл концентрації у геліконних розрядах традиційної конфігурації істотно неоднорідний. В той же час розвиток плазмових технологій вимагає однорідної обробки поверхонь все більшої площі (дисплеї, сонячні батареї, світловипромінюючі панелі тощо).

У 2016 р. у відділі ФППТ завершено цикл досліджень геліконних розрядів, які збуджуються лінійними індукційними антенами, подібними до двопровідної передавальної лінії. Геліконний розряд з лінійним збудженням може утворювати плазму, параметри якої є постійними вздовж однієї з координат і може бути використаний для однорідної плазмово-технологічної обробки великих поверхонь шляхом їхнього поступового переміщення в поперечному напрямку [1].

У доповіді підсумовуються результати цих досліджень, зокрема, представлені розподіли концентрації плазми, утвореної розрядом з лінійною антеною збільшеної довжини при різних конфігураціях магнітного поля та досліджено особливості геліконного розряду в молекулярних газах. Одержано такі результати:

1) Досліджено розподіли іонного струму, який надходить на провідну поверхню з плазми геліконного розряду, збуджуваного лінійною антеною збільшеної довжини (40 см). Встановлено, що при збільшенні довжини антени, в тих режимах коли реалізується однорідний розподіл струму (концентрації плазми), протяжність однорідної ділянки також зростає і визначається довжиною антени, за винятком крайових областей, довжина яких приблизно дорівнює відстані від антени до оброблюваної поверхні.

2) При подальшому збільшенні довжини антени реалізація режиму з однорідним розподілом – внаслідок зростання об'єму розряду – може потребувати збільшення ВЧ потужності.

3) Для одержання однорідного розподілу оптимальною конфігурацією магнітного поля є однорідне поле між антеною і оброблюваною поверхнею. Позитивного впливу неоднорідного поля, що зростає з віддаленням від антени, у випадку лінійного розряду не виявлено.

4) При використанні постійних магнітів, розташованих під оброблюваною поверхнею, однорідний профіль концентрації може бути одержаний із застосуванням додаткової електромагнітної котушки в області антени.

5) Стабільний лінійний розряд у метані з однорідним розподілом концентрації вздовж антени був досягнутий з використанням 10 % домішки аргону.

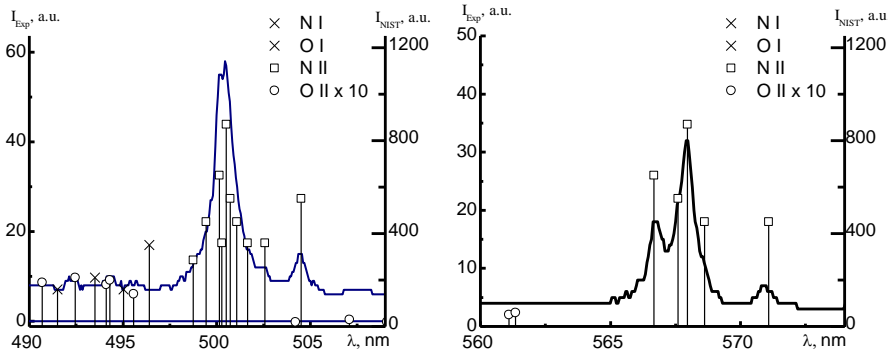
1. *Borisenko A.G., Beloshenko M.A., Virko V.F. et al. Modified Helicon Discharge excited by a Linear Inductive Antenna // Problems of Atomic Science and Technology. Series: Plasma Physics (20). - 2014. - No. 6. - P. 153 - 156.*

БАГАТОЕЛЕКТРОДНИЙ ПЛАЗМОВИЙ АЕРОДИНАМІЧНИЙ АКТУАТОР

А. М. Веклич, В. Ф. Борецький, С. О. Фесенко,
М. М. Клешич, А. В. Лебідь

*Факультет радіофізики, електроніки та комп'ютерних систем,
Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ*

Актuatorи – це спеціальні пристрої, призначені для зміни властивостей обтікання аеродинамічного профілю, зазвичай розташовані на його поверхні. Плазмові актуатори використовують різні аспекти взаємодії іонізованого газу з набігаючим газовим потоком. Так, наприклад, діелектричні бар'єрні розряди (DBD) можуть використовуватися для створення додаткових потоків газу поблизу аеродинамічної поверхні. Такі потоки викликані направленим рухом іонів плазми у потужному електричному полі. Відомо, що плазмові актуатори на основі DBD спроможні створювати потоки повітря швидкістю кілька десятків метрів на секунду у відносно простій конфігурації та до сотень метрів за секунду у більш складних багато електродних конфігураціях. Такі актуатори зазвичай використовують для запобігання відриву аеродинамічної потоку, що покращує роботу аеродинамічних поверхонь при великих кутах атаки. Крім того, використовують швидке перетворення електричної енергії у тепло та розширення газу у іскровому розряді. Такі актуатори працюють у пульсуючому режимі. Через швидке розширення газу формуються ударні хвилі та швидкі плазмові струмені, що може призводити до формування вихорів на аеродинамічній поверхні. Цю роботу присвячено дослідженню плазми іскрового розряду у багатоелектродному плазмовому актуаторі.



Порівняння зареєстрованих спектрів випромінювання плазми іскрового розряду (суцільна лінія) з довідковими [1] даними (символи).

Методи оптичної емісійної спектроскопії використовувались для діагностики плазми іскрового розряду. У ході роботи встановлено, що у спектрі випромінювання відсутні спектральні лінії міді, тобто матеріал електрода незначно впливає на властивості плазми. У той же час присутні в спектрі лінії атомів та іонів плазмоутворюючого газу дали змогу оцінити температуру плазми іскрового розряду у актуаторі.

1. NIST: Atomic Spectra Database.

URL: http://physics.nist.gov/PhysRefData/ASD/lines_form.html

ГЕНЕРАЦІЯ НАНОЧАСТОК БЛАГОРОДНИХ МЕТАЛІВ У ПЛАЗМОВО-РІДИННІЙ СИСТЕМІ АТМОСФЕРНОГО ТИСКУ, З ПОСТІЙНОЮ ПРОКАЧКОЮ РОБОЧОЇ РІДИНИ

**Д. К. Гамазін¹, А. М. Горячко¹, В. Я. Черняк¹, О. В. Коломієць¹,
О. В. Присяжна¹, А. К. Трохимчук², О. В. Легенчук², В. В. Лендел¹**

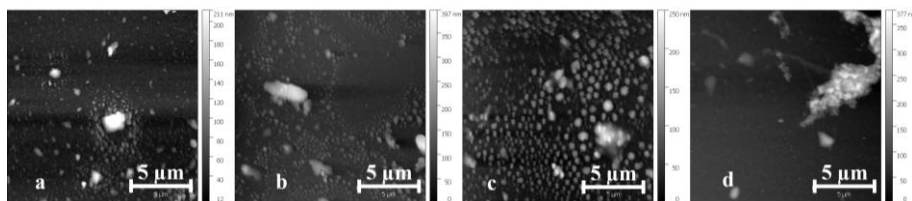
¹ *Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ*

² *Інститут біологічної хімії ім. Ф. Д. Овчаренка НАН України, Київ*

Напрацювання наночастинок у плазмових системах є одним з перспективних напрямків розробки плазмових технологій [1]. У плазмових системах можливе напрацювання наноматеріалів різної природи, зокрема вуглецевих (фуллерени, нанотрубки, графен), неметалевих та металевих наночастинок [1].

Напрацювання наночастинок благородних металів у вигляді колоїдних розчинів можливе при обробці розчинів солей цих металів плазмою електричного розряду. Зокрема. У випадку коли рідина виступає у якості одного з електродів (плазмовий електроліз) [2, 3]. Такий підхід дає змогу організувати неперервне виробництво наночастинок, за рахунок створення постійного потоку рідини [3].

Для напрацювання наночастинок благородних металів була розроблена плазмово-рідинна система [4], що може бути використана зокрема для генерації наночастинок срібла з розчину нітрату срібла та аміачного розчину окису срібла.



Після обробки розчину протягом 5 (a), 10 (b), 15 (c) та 90 (d) хв. Зразки рідини досліджувалися на атомно-силовому мікроскопі. За результатами досліджень можна зробити такі висновки:

залежність кількості утворених часток від часу обробки є немонотонною;

розмір часток збільшується при збільшенні часу обробки; частки мають схильність утворювати конгломерати. Це може бути пов'язано з наявністю домішок у сировині.

У подальшому, доцільним є використання поверхнево-активних речовин та більш чистої сировини для запобігання коагуляції.

1. *Neys E.C., Ostrikov K., Sunkara M.K., Bogaerts A.* // *Chemical Reviews.* - 2015. - Vol. 115 (24). - P. 13408 - 13446.
2. *Richmonds C., Sankaran R.M.* // *Applied Physics Letters.* 2008. - Vol. 93 (13). - P. 131501.
3. *Ghosh S., Bishop B., Morrison I. et al.* // *Journal of Vacuum Science & Technology A: Vacuum, Surfaces, and Films.* - 2015. - Vol. 33 (2). - P. 021312..
4. *Hamazin D.K., Chernyak V.Y., Solomenko O.V. et al.* // *Problems of Atomic Science and Technology.* - 2016. - Vol. 6 (106). - P. 195 - 198.

ЯКІСНИЙ АНАЛІЗ ПЛАЗМИ CF₄ ТА C₃F₈ МЕТОДОМ МАС-СПЕКТРОМЕТРІЇ

В. В. Гладковський, О. А. Федорович

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

Протягом останнього десятиліття процеси плазмохімічного травлення та осадження стали основним інструментом при виготовленні інтегральних схем і розробці тонкоплівкових матеріалів. Дослідження механізмів реакцій, що протікають в плазмі та на поверхні оброблюваних матеріалів спрямоване на вивчення основних фізико-хімічних параметрів для оптимізації зазначених процесів. Для аналізу плазми та її взаємодії з поверхнею матеріалів використовують різні методи, а саме: оптична емісійна та абсорбційна спектроскопія, мас-спектрометрія, лазерно-індукована флуоресценція тощо. Серед зазначених методик, мас-спектрометрія плазми є відносно простим і ефективним інструментом для аналізу хімічних реакцій та компонентного складу плазми. Вибір газів і технологічних параметрів для селективного травлення матеріалів на сьогодні все ще залишається важливою проблемою. Практично в усіх випадках використовуються гази із вмістом галогенів, які забезпечують ефективне протікання фізико-хімічних реакцій з оброблюваним матеріалом. Перспективними для використання являються фторвуглецеві гази. В них швидкість і селективність можна регулювати шляхом додавання окислюючих чи відновлюючих реагентів, а також енергією іонів [1]. Прикладом може бути обробка Si та SiO₂ в плазмі CF₄, що дає можливість осаджувати тонку полімерну плівку на поверхню Si та SiO₂. Полімерні плівки, що утворюються на SiO₂ містять C-O зв'язки, які послаблюють структуру SiO₂ (4,87 eV), на відміну фторвуглецевих сполук на поверхні Si [2]. В якості продуктів реакцій

при травленні SiO_2 утворюються леткі CO , CO_2 , і COF_2 . Процес утворення C_nF_{2n} плівок повинен бути строго керований, оскільки значний ріст їх може призвести до зупинки травлення. Тому, шляхом ретельного регулювання подачі газових сумішей та параметрів розряду, можна забезпечити як високу швидкість так селективність травлення.

При мас-спектрометрії плазми ВЧ розряду в CF_4 в схрещеному з електричним магнітним полі, спостерігається дисоціація фреону -14 до атомарного вуглецю, а також спостерігаються CF_2 , CF_3 , HF . Можливо спостерігається і CF , але він погано розділяється з молекулами N_2 та CO . Спостерігається також COF_2 . Виявлені радикали CF_2 , CF_3 , можливо, відповідають за осадження полімерної плівки на поверхні оброблювальних зразків.

При мас - спектрометрії C_3F_8 спостерігаються розбиття складної молекули на більш дрібні CF_3 , CF_2 , C_3F_7 , C_3F_6 , C_2F_5 , C_3F_4 , C_2F_4 . Молекула CF_3 – найвищу інтенсивність, вона більше, ніж у 5 разів перевищує молекули CF_2 . Вже при струмах у розряді 2 - 3 А відбувається повна дисоціація молекули C_3F_8 до атомарного вуглецю. При цьому спостерігаються також іони залишкових газів, H_2 , N , O , H_2O , N_2 , CO , O_2 Ar , CO_2 , і оксифториди вуглецю CFO і COF_2 . При збільшенні вмісту окисника (O_2) спостерігається зменшення інтенсивностей піків карбонільних радикалів як для CF_4 так і C_3F_8 .

З отриманих результатів випливає, що травлення для якого використовують найбільш мономер C_xF_y є більш ефективним, що робить його більш економічно вигідним. Оскільки зі збільшення розмірів мономера, збільшується кількість газозафазних утворень, що збільшує число можливих взаємодій поверхні з ними. Дані результати, дають краще зрозуміти механізми, що лежать в основі важливих процесів плазмохімічного травлення та осадження матеріалів. Таким способом одержано селективне травлення плівок SiO_2 до Si .

1. Гальперин В.А., Данилкин Е.В., Молчанов А.И. Процессы плазменного травления в микро- и нанотехнологиях // М.: Бином, 2012. - 283 с.
2. Marra D.C., Aydil E.S. Effect of H_2 addition on surface reactions during CF_4/H_2 plasma etching of silicon and silicon dioxide films // J. Vac. Sci. Technol. A. - 1997. - Vol. 15. - P. 2508 - 2517.

ОСОБЕННОСТИ ГИДРОДИНАМИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА ПОСТОЯННОГО ТОКА С «ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ» ЭЛЕКТРОННОЙ КОМПОНЕНТОЙ

В. В. Горин

Модель 4х жидкостной гидродинамики, созданная в работе [1], и получившая в настоящее время широкое распространение при решении задачи тлеющего разряда постоянного тока в популярных пакетах COMSOL версий 5.0, 5.2, включает пять уравнений: 1) уравнение баланса числа электронов; 2) уравнение баланса энергии электронов; 3) уравнение баланса ионов;

4) уравнение баланса возбужденных атомов; 5) уравнение Пуассона для потенциала электрического поля.

Эта разработка претендует на некоторый учет нелокальных явлений в области перехода от катодного падения потенциала к положительному столбу. В частности, всем известная из учебников по плазме локальная зависимость 1-го коэффициента ионизации Таунсенда от приведенной напряженности электрического поля здесь заменена на зависимость этого коэффициента от средней энергии электронов. А средняя энергия в задаче является одним из искомым пространственных распределений. Это дает надежду на то, что электроны, ввиду особой диффузии их средней энергии, смогут производить ионизацию в области слабого поля отрицательного свечения.

Однако эта модель не лишена своих нефизических причуд: при достаточно большом напряжении (> 250 В) и низкой плотности аргона ($< 0,1$ Торр) разряд способен «гореть» при полном отсутствии вторичной ион-электронной эмиссии на катоде, то есть, при $\gamma = 0$. При этом сами авторы модели в своем руководстве для пользователей утверждают, что это физически невозможно¹. Но, по-видимому, не обратили внимания на это свойство своей программы.

О причинах описанного вычислительного феномена, ограничивающего область применимости модели, и будет рассказано в докладе.

1. Lieberman M.A., Lichtenberg A.J. Principles of Plasma Discharges and Materials Processing. - John Wiley & Sons, 2005.

ОДЕРЖАННЯ СТОХАСТИЧНИХ ДРЕЙФОВИХ РІВНЯНЬ У ПЛАЗМІ

А. А. Гурін

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

Останніми роками все більшого значення набувають результати застосування метода Монте-Карло для моделювання плазми, досліджуваної за програмами керованого термоядерного синтезу. Розрахунки випадкових траєкторій заряджених частинок у плазмі, що складають основу для формування мікроканонічних ансамблів методом Монте-Карло, мають значні переваги перед магнітогідродинамічними та кінетичними розрахунками. Саме такий підхід наочно демонструє дифузійний характер руху частинок під впливом

¹ "Direct Current Discharges. Direct current (DC) discharges are sustained through secondary electron emission at the cathode due to ion bombardment. The electrons ejected from the cathode are accelerated through the cathode fall region into the bulk of the plasma. They may acquire enough energy to ionize the background gas, creating a new electron-ion pair. The electron makes its way to the anode whereas the ion will migrate to the cathode, where it may create a new secondary electron. It is not possible to sustain a DC discharge without including secondary electron emission." - COMSOL 5.0 > Plasma Module>Introduction>Applications of Plasmas in Science & Technology.

зіткнень, який зумовлює обмеженість часу утримання плазми. Особливо цінна інформація щодо поведінки груп надшвидких частинок, які виникають у плазмі під впливом термоядерних реакцій або при наявності інжекції пучків швидких іонів. Не бракує робіт, у яких розглядаються кінетичні моделі операторів зіткнень частинок та динамічних моделей вільного руху частинок у магнітному полі складної конфігурації з метою застосування в моделях Монте-Карло [1, 2]. Але успіх моделювання значною мірою залежить також від формулювання стохастичних рівнянь для динамічних характеристик, що обираються для опису руху частинок. Бракує робіт, де у явній формі наводяться стохастичні рівняння руху частинок, які б відповідали сучасній теорії стохастичних диференційних рівнянь, яка останніми роками знаходить застосування для чисельного моделювання у багатьох галузях знань [3]. У цій роботі наведено стохастичні рівняння руху частинок у плазмі, що відповідають кінетичній теорії в загальному вигляді в термінах теорії дифузійних марківських процесів. У результаті застосування правила Іто для диференціювання довільних функцій стохастичних аргументів одержано стохастичні рівняння для динамічних змінних: енергії та піч-параметра частинок, які відповідають як дрейфовій теорії руху частинок, так і точному виразу оператора зіткнень заряджених частин. Одержано в повному вигляді розв'язок задачі представлення коефіцієнтів стохастичних диференціалів для цих величин через кінетичні коефіцієнти дифузії в гіротропній та ізотропній, у тому числі максвеллівській, плазмі. Також методом Іто виведено дрейфові стохастичні рівняння для координат ведучого центра заряджених частинок, зокрема у центрально-симетричному магнітному полі. Ці рівняння не є більш складними, ніж ті, що породжуються моделями, дають опис класичної дифузії з урахуванням особливостей динаміки частинок в довільному магнітному полі і в принципі роблять непотрібними кінетичні моделі типу неокласичної дифузії. У роботі також сформульовано метод чисельного інтегрування дрейфових стохастичних диференційних рівнянь першого порядку у формі Іто (наближення Мільштейна), який не потребує додаткового диференціювання коефіцієнтів стохастичних диференціалів та обчислення повторних інтегралів Іто, тому може бути віднесений до методів Рунге-Кутта стохастичного моделювання.

1. *Boozer A.H.* Monte Carlo collision operators for use with exact trajectory integrators // *Physics of Plasmas*. - 2002. - Vol. 9. - P. 4389; URL: <http://dx.doi.org/10.1063/1.1504714>
2. *Eriksson L.-G., Helander P.* Monte Carlo operators for orbit-averaged Fokker-Planck equations // *Phys. Plasmas*. - 1994. - Vol. 1, No. 2. - P. 308.
3. *Kloeden P.E., Platen E.* Numerical Solution of Stochastic Differential Equations. - Springer, 1995. - P. 95 - 463.

ШЛЯХИ ПОКРАЩЕННЯ УТРИМАННЯ ШВИДКИХ ІОНІВ ВЧ ХВИЛЯМИ У СТЕЛАРАТОРАХ: ЗАГАЛЬНИЙ АНАЛІЗ ТА ЗАСТОСУВАННЯ ДО СТЕЛАРАТОРА WENDELSTEIN 7-X

Я. І. Колесниченко¹, В. В. Луценко¹, Т. С. Руденко¹, П. Геландер²

¹ Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

² Інститут фізики плазми Макса Планка, Грайфсвальд, Німеччина

У роботі досліджено можливість покращення утримання енергійних іонів у стелараторах використовуючи хвилі у плазмі для модифікації функції розподілу цих іонів. Припускається, що хвилі є наслідком інжекції ВЧ-потужності, але вони можуть також виникнути внаслідок плазмових нестійкостей. В обох випадках, метою застосування хвиль є перетворення захоплених орбіт (які виходять з об'єму плазми) у пролітні (що утримуються у плазмі).

З'ясовано вимоги до хвильового спектра. Зокрема, показано, що ВЧ поле з частотою, близькою до іонної циклотронної, може призводити до збільшення пітч-кута χ , хоча у сучасних експериментах нагрівання плазми з використанням іонного циклотронного резонансу (ICRH) зазвичай веде до зменшення χ та появи захоплених частинок. Щоб уникнути цього, необхідне виконання нерівності $\omega > l\omega_{Bi} / \lambda_{\max}^{pas}$, де ω - частота ВЧ-поля, ω_{Bi} - гірочастота іонів, λ_{\max}^{pas} - максимальний пітч-кутовий параметр пролітних частинок, $l = 1, 2$. Виконання цієї нерівності є також необхідним умовою для перетворення захоплених частинок у пролітні. Відзначимо, що наведена умова є загальною як для стелараторів, так і для токамаків.

Щоб задовольнити її у конфігурації стеларатора Wendelstein 7-X з великою дзеркальною гармонією та наявною ICRH-антенною, рівноважне магнітне поле треба дещо зменшити (приблизно на дев'ять відсотків) у порівнянні зі звичайним значенням. Знайдено, що іонно-циклотронне резонансне нагрівання цією антенною на частоті 38 МГц та з хвильовими числами у діапазоні $2m^{-1} < k_{\parallel} < 20m^{-1}$ задовольняє резонансній умові для протонів з енергіями 55 кеВ та пітч-кутами перехідних частинок, які будуть утворюватися при інжекції пучків нейтральних атомів.

В принципі, використання низькочастотних хвиль ($\omega \ll \omega_{Bi}$), для яких основний резонанс має $l = 0$, є більш привабливим, оскільки менше енергії потребується для перетворення захоплених частинок у пролітні. Проте не з'ясовано, які типи хвиль є придатними для цього.

Побічним результатом проведеного аналізу є висновок, що неокласичне електричне поле змінює час утримання та пітч-кутовий спектр тих іонів нейтральної інжекції, які втрачаються у стелараторі Wendelstein 7-X. Тому наявність цього поля є сприятливим фактором для перетворення захоплених енергійних іонів у пролітні.

РІВНЯННЯ КВАЗІЛІНІЙНОЇ ТЕОРІЇ З ШИРОКОЮ РЕЗОНАНСНОЮ ОБЛАСТЮ

Я. І. Колесниченко, В. В. Луценко, Т. С. Руденко

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

Вплив хвиль в плазмі на розподіл частинок в фазовому просторі можна описати за допомогою квазілінійної теорії. Рівняння цієї теорії були отримані та проаналізовані в багатьох роботах. Найбільш відоме квазілінійне рівняння було отримане Кенелем та Енгельманом [1], яке використовується в більшості практичних застосувань, оскільки воно описує риси квазілінійного спотворення функції розподілу частинок, будучи в той же час дуже простим. Зокрема, квазілінійний аналіз різних сценаріїв іонно-циклотронного нагріву плазми значною мірою базується на теорії Стікса [2, 3], яка використовує рівняння Кенеля-Енгельмана. Однак квазілінійне рівняння в [1-3] працює тоді, коли резонансна область є достатньо вузькою, а також тоді, коли частота є малою ($\omega \ll \omega_B$, у цьому випадку домінуватиме резонанс $\omega = k_{\parallel} U_{\parallel}$).

У даній роботі отримано рівняння квазілінійної теорії для хвиль з частотою порядку гірчастоти частинки. Це рівняння отримано в тих же припущеннях, що і рівняння в [1], яке широко використовується. Проте отримане рівняння має іншу структуру квазілінійного оператора, який придатний для опису шляху квазілінійної еволюції функції розподілу частинок в широкій резонансній області. Характеристики отриманого рівняння не залежать від k_{\parallel} , єдина вимога для їхнього існування – частота хвилі має бути сталою під час квазілінійної еволюції функції розподілу, що має місце при ВЧ-нагріванні та деяких плазмових нестійкостях.

1. *Kennel C.F., Engelmann F.* // Phys. Fluids. – 1966. – Vol. 9. – P. 2377.
2. *Stix T.H.* // Nucl. Fusion. – 1975. – Vol. 15. – P. 737.
3. *Stix T.H.* // Waves in Plasmas. - New York: Springer-Verlag Inc., 1992.

ПРОСТОРОВЕ КАНАЛЮВАННЯ ЕНЕРГІЇ В ПЛАЗМІ ЗІ ШВИДКИМИ ІОНАМИ

Я. І. Колесниченко¹, Ю. В. Яковенко^{1,2}, М. Г. Тищенко¹

¹ *Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

² *Національний університет «Києво-Могилянська академія», Київ*

В експериментах на сферичному торі NSTX [1] спостерігалось значне погіршення в утриманні енергії плазми за наявності альфвенівих власних мод. Можливим поясненням такого погіршення є просторове каналювання енергії швидких іонів збудженими хвилями [2]. Ефективність просторового каналю-

вання енергії визначається, по-перше, ефективністю відбору енергії хвилями від швидких іонів i , по-друге, ефективністю просторової передачі. Метою роботи було розглянути фізику передачі енергії за допомогою GAE та TAE мод.

Будь-яка власна мода є стоячою хвилею, іншими словами, є суперпозицією двох хвиль, що біжать в протилежних напрямках – всередину та назовні плазми. Коли потік енергії в хвилю і відтік енергії з хвилі відбувається в різних просторових областях, амплітуда цих двох окремих хвиль стає незбалансованою, що спричиняє безпосередній потік енергії. Таким чином, максимум потоку енергії завдяки моді – це потік пов'язаний з окремими хвилями. Щоб це знайти, ми використовуємо ВКБ наближення, припускаючи що радіальна довжина хвилі є набагато меншою за область, де хвиля локалізована.

Для того щоб мода існувала під час нестійкості, коли області збудження і затухання не збігаються, групова швидкість хвилі має бути достатньо великою. У роботі було сформульовано і проаналізовано рівняння, що описує передачу енергії, а також знаходиться групова швидкість для двох типів поширених альфвенових хвиль – GAE мод та TAE мод. Як можна було очікувати для альфвенових коливань, які в однорідній плазмі поширюються лише вздовж магнітного поля, групова швидкість в радіальному напрямку (тобто поперек магнітного поля) є набагато меншою за альфвенову швидкість. Проте, ця швидкість є досить значною. В наших оцінках, потоки кожної біжучої хвилі, що використовуються для оцінки максимуму потоку енергії, є достатніми щоб спричинити погіршення утримання під час експериментів [1].

Робота частково підтримана проектом #0114U000678 Національної академії наук України і проектом #6058 УНТЦ.

1. *Stutman D. et al. // Phys. Rev. Lett. - 2009. - Vol. 102. - P. 115002.*
2. *Kolesnichenko Ya.I. et al. // Phys. Rev. Lett. - 2010. - Vol. 104. - P. 075001.*

МОДЕЛЮВАННЯ ФОРМУВАННЯ РАДІАЛЬНОГО ЕЛЕКТРОННОГО ПУЧКА В ПЛАЗМОВО-ОПТИЧНОМУ ПРИСТРОЇ ТА ФОКУСУВАННЯ ПЛАЗМОВОГО ПОТОКУ

І. В. Літовко¹, О. А. Гончаров², В. Маслов³, А. М. Добровольський²

¹ *Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

² *Інститут фізики НАН України, Київ*

³ *ІНЦ Харківський фізико-технічний інститут, Харків*

Проведено моделювання формування подвійного шару і утворення радіального електронного пучка в плазмово-оптичному пристрої. Показано, що при проходженні через плазмово-оптичну систему плазмового дугового потоку в циліндричному каналі плазмово-оптичної системи в схрещених полях з'являється скачок електричного потенціалу. За рахунок вторинної іонно-електронної емісії поблизу внутрішньої циліндричної поверхні при її бом-

бардуванню периферійними іонами потоку формується електронний пучок. Пучок прискорюється в тонкому шарі існуючій різнистю потенціалу і може здобути енергію достатню для дробіння крапель.

Створено комп'ютерний код, який дає змогу моделювати виникнення високо енергійного електронного пучка і проаналізувати можливі канали його енергетичних трат при його проходженні скрізь плазмову середу. Моделювання здійснюється в кінетичному наближенні, при цьому задача розглядається в циліндричній системі координат (r - z), і розв'язується методом розщеплення рівняння Больцману на 2 підзадачі: розв'язок рівняння Власова методом частинок та коректування знайдених траєкторій частинок з урахуванням іонізації, втрат плазми, утворення кластерів – с використанням методів Монте-Карло.

Було показано, що середня енергія електронів починає перевищувати 10 eV вже при напруженості поля ~ 100 В/см. А при напруженості поля ~ 500 В/см середня енергія електронів перевищує 100 eV і при подальшому рості поля, іонізація починає перевищувати збудження, починається лавино-подібна іонізація, формується подвійний шар і утворюється електронний пучок. У цьому випадку електрони рухаються до осі системи і можуть там акумулюватися, зокрема, вони можуть забезпечити фокусування іонного пучка.

В якості прикладу розглядалось фокусування іонного пучка енергій 30 eV плазмовою лінзою, при подачі на її середній електрод негативного потенціалу в 4 кВ. Було показано, що крайні іони пучка зіткаються з електродами та вибивають електрони. При взаємодії іонів з негативно зарядженим центральним електродом, вони вибивають високо енергійні електрони. Показано, що їхня присутність, компенсує іонний пучок при проходженні скрізь лінзу і значно зменшує розбіжність пучка. Також було отримано вираз для фокусу товстої плазмової лінзи.

ПОРУШЕННЯ КІРАЛЬНОЇ СИМЕТРІЇ ДЛЯ СОЛІТОННИХ ВИХОРИВ НА НИЖНЬОГІБРИДНОМУ ПЛАЗМОВОМУ РЕЗОНАНСІ

В. М. Лашкін

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

Нижньогібридні хвилі у плазмі відіграють важливу роль у процесах в космічній плазмі [1]. У даній роботі розглядається нелінійне рівняння для огинаючої електростатичного потенціалу на нижньогібридній частоті. Основний вклад дає так звана векторна не лінійність [1]. Ми враховуємо наступний порядок по нелінійності, що необхідно при достатньо високому рівня нелінійності. Чисельно знайдені розв'язки у вигляді двовимірних солітонних вихорів.

Показано, що при врахуванні наступної нелінійності солітонні вихорі з однаковим, але різним знаком топологічного заряду (тобто право- та ліво закручені) поведуть себе абсолютно різним чином. Зокрема, лівозакручені є стійкими, а правозакручені колапсують. Це можна пояснити (передбачити) в

рамках розглянутої моделі, аналізуючи стійкість вихорів в рамках відповідної задачі на власні значення (тобто «інкрементів» нестійкості) та підтверджено прямими чисельними розрахунками. Таке порушення кіральної симетрії досі не було відомо для вихорів у моделях типу двовимірного нелінійного рівняння Шредінгера та їхніх узагальненнях (включаючи наступні порядки не лінійності, насичуючу не лінійність, локальну нелінійність тощо).

1. *Shapiro V.D., Soloviev V.I., Dawson J.M., Bingham R.* // *Phys. Plasmas.* - 1995. - Vol. 2. - P. 516.

СТІЙКІ ТРИВИМІРНІ МОДОННИ СОЛІТОНИ В ПЛАЗМІ

В. М. Лашкін

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

Локалізовані нелінійні когерентні структури, такі як солітони та вихорі зустрічаються у багатьох галузях фізики, та, зокрема у лабораторній та космічній плазмі [1]. У відсутності дисипації та двовимірному випадку основне нелінійне рівняння для дрейфових плазмових хвиль є рівняння Хасегави-Міми [2]. Аналітичний двовимірний солітонний розв'язок цього рівняння було названо модоном.

У даній роботі дається узагальнення нелінійного рівняння Хасегави-Міми для тривимірного випадку. Знайдено точні аналітичні розв'язки у вигляді тривимірного модона (локалізованого нелінійного вихоря), включаючи антисиметричну z-компоненту та монопольну (рідерну) компоненту. Цікаво, що на відміну двовимірному випадку (коли розв'язок виражається через функції Бесселя та Макдональда), у тривимірному випадку аналітичний розв'язок виражається навіть у елементарних функціях (сферичні функції Бесселя півцілого порядку виражаються через елементарні функції). Модонний розв'язок має (у загальному випадку) чотири вільних параметра: швидкість модона, характерний розмір, амплітуди монопольної та z-антисиметричної компоненти.

Чисельним моделюванням досліджено зіткнення тривимірних модонів як у випадку лобового зіткнення, та і при проникаючому зіткненню. У випадку відсутності монопольної компоненти зіткнення модонів відбуваються абсолютно пружно, тобто після зіткнення та деформації модони відновлюють початкову форму. Цей результат не залежить від відносних швидкостей модонів та їхніх розмірів (або, еквівалентно, амплітуд). Ця поведінка подібна зіткненням солітонів у одновимірних моделях інтегрованих методом зворотньої задачі розсіювання, таких як нелінійне рівняння Шредінгера та рівняння Кортевега де Фріза.

1. *Petviashvili V.I., Pokhotelov O.A.* *Solitary waves in Plasmas and in the Atmosphere.* - Philadelphia: Gordon and Breach, 1992.
2. *Hasegawa A., Mima K.* // *Phys. Fluids.* - 1978. - Vol. 21. - P.87.

ЗБУДЖЕННЯ ІНДУКОВАНОЇ ТИСКОМ АЛЬФВЕНОВОЇ МОДИ ПОТОКОМ ПЛАЗМИ НАВКОЛО МАГНІТНОГО ОСТРОВА

В. С. Марченко¹, А. Панвар², С. М. Резник¹, Ц. М. Рю²

¹ Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

² Університет науки і технологій, Поханг, Південна Корея

Альфвеніві моди в термоядерних експериментах зазвичай асоціюються з присутністю значної популяції енергійних частинок. Однак існують випадки збудження цих мод в омічних розрядах, тобто без енергійних компонент [1 - 3]. У всіх цих випадках моди належать до сім'ї так званих індукованих тиском альфвенових мод (далі ВАЕ), і збуджуються магнітними островами, які сильно взаємодіють зі стінкою, тобто є майже нерухожими в лабораторній системі. Останнє спостереження означає, що джерелом вільної енергії для ВАЕ є відносний рух між магнітним островом і плазмою, яка його оточує.

У роботі [4] було показано, що рух магнітного острова в системі плазми, яка утримується кривим та неоднорідним магнітним полем, генерує паралельний струм електронів, який переважно тече по сепаратрисі острова. У даній роботі [5] показано, що швидкість дрейфу електронів в цьому шарі може легко перевищити фазову швидкість ВАЕ і збудити її в результаті обернення гамування Ландау на електронах. Мода, що збуджується, має ідентичні з островом модальні числа і утворює стоячу хвилю в системі острова, що узгоджується з експериментами. На рис. 1, 2 показано частотний спектр (радіальну структуру) ВАЕ, що збуджуються магнітним островом.

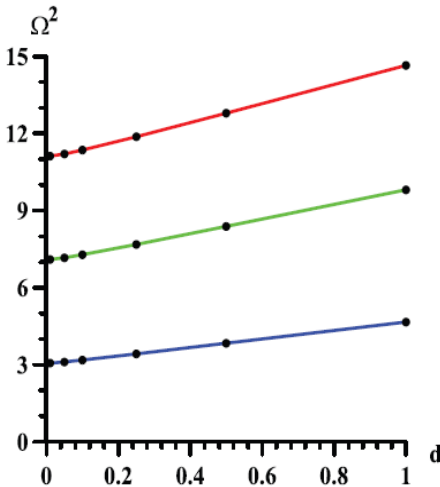


Рис. 1.

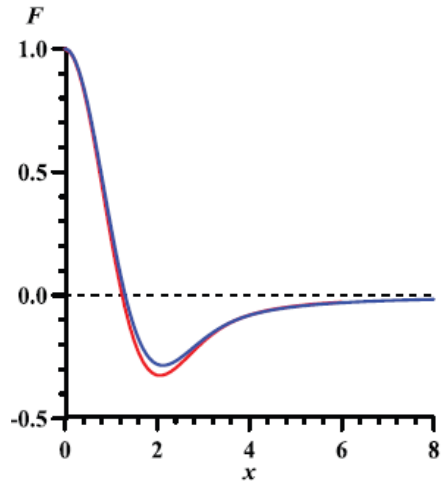


Рис. 2

1. *Buratti P. et al. // Nucl. Fusion. - 2005. - Vol. 45. - P. 1446.*
2. *Chen W. et al. // J. Phys. Soc. Japan. - 2010. - 2010 - Vol. 79. - P. 044501.*
3. *Liu L. et al. // Plasma Phys. Control. Fusion. - 2015. - Vol. 57. - P. 065007.*
4. *Smolyakov A.I. et al. // Phys. Rev. Lett. - 2007. - Vol. 99. - P. 055002.*
5. *Marchenko V.S. et al. // Nucl. Fusion. - 2016. - Vol. 56. - P. 106021.*

ПОРІВНЯННЯ ПОВЕДІНКИ РОЗРЯДНИХ КАНАЛІВ ОБЕРТОВИХ КОВЗНИХ РОЗРЯДІВ З ТВЕРДИМИ ТА З ОДНИМ РІДКИМ ЕЛЕКТРОДОМ

О. А. Недибалюк, В. Я. Черняк, І. І. Федірчик, Д. Л. Чернолуцький

Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ

Плазмово-каталітичний підхід до конверсії вуглеводнів показав малі втрати електричної енергії та значну ефективність конверсії [1]. Однак, плазмово-каталітичні системи потребують дослідження нових джерел нерівноважної плазми, які б мали великий ресурс роботи та були придатними до масштабування. Перспективними з цієї точки зору є обертові ковзні розряди з твердими та рідкими електродами.

У даній роботі досліджено осцилограми обертових ковзних розрядів з твердими електродами та з одним рідким електродом, які є джерелом плазми для систем плазмово-каталітичної конверсії вуглеводнів у синтез-газ. У розглянутих системах розрядна камера послідовно з'єднана з реакційною камерою так, щоб плазмовий факел потрапляв у реакційну камеру. Під час дослідження робочим газом у розряді було атмосферне повітря. У випадку розряду з рідким електродом робочою рідиною була дистильована вода. Для візуального спостереження за розрядом було використано відеокамеру.

Показано, що існує два режими горіння обертового ковзного розряду з твердими електродами. На осцилограмах ці режими визначаються відсутністю та присутністю пилкоподібних коливань напруги та струму розряду. Імовірною причиною появи пилкоподібних коливань є властива для ковзних розрядів зміна довжини розрядного каналу внаслідок впливу газового потоку. У випадку обертового ковзного розряду з рідким електродом на осцилограмах напруги та струму режим з пилкоподібними коливаннями відсутній. Пилкоподібні коливання відсутні як у режимі з твердим катодом, так і в режимі з рідким катодом. Відсутність коливань свідчить про більшу стабільність довжини розрядного каналу обертового ковзного розряду з рідким електродом у порівнянні з розрядом з твердими електродами.

Виявлено, що зміна потоку повітря через розряд впливає на співвідношення між режимами коливань. За малого потоку повітря переважає режим без пилкоподібних коливань. Зі збільшенням повітряного потоку режим з пилкоподібними коливаннями спочатку починає переважати режим без коливань, а потім стає домінуючим. Осцилограми вказують на збільшення часто-

ти пілкоподібних коливань зі збільшенням газового потоку через розряд. Збільшення потоку повітря веде до режиму з пілкоподібними коливаннями за рахунок більш інтенсивного впливу повітряного потоку на розрядний канал.

Дослідження залежності осцилограм розряду від потоку повітря крізь реакційну камеру виявило, що режим з пілкоподібними коливаннями зникає під впливом повітряного потоку з реакційної камери. Осцилограми вказують на те, що в дослідженому діапазоні потоків повітря крізь реакційну камеру вплив потоку газу на напругу та струм розряду відсутній.

Показано, що за малих струмів пілкоподібні коливання присутні лише на півперіоді синусоїди з максимальним значенням напруги. Причиною такої поведінки розряду є зв'язок між максимальною довжиною розрядного каналу та напругою на виході джерела живлення.

1. *Nedybalyuk O.A., Chernyak V.Y., Fedirchuk I.I. et al. // Probl. At. Sci. Technol. - 2016. - Vol. 106. - P. 276.*

ВПЛИВ НЕОДНОРІДНОСТІ ГУСТИНИ НА ПРОЦЕСИ ТРАНСФОРМАЦІЇ І ВИПРОМІНЮВАННЯ В НЕРІВНОВАЖНІЙ ПЛАЗМІ

В. Г. Панченко

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

Вивчення процесів трансформації плазми є вельми актуальним з точки зору плазмової діагностики, аналізу конкурентності різних механізмів трансформації хвиль, вимірювання ефективності дисипації енергії високочастотної накачки тощо.

На основі кінетичної теорії флуктуацій в роботі досліджується процес трансформації повздовжньої ленгмюрівської хвилі в поперечну електромагнітну хвилю на турбулентних флуктуаціях нерівноважної плазми. Слід відзначити, що інтенсивність нелінійних процесів в плазмі, зокрема, трансформації, значно зростає в умовах нерівноважності. У роботі нерівноважність плазми спричинена параметричною нестійкістю нижньогібридної накачки, яка розпадається на дочірню хвилю та електронно-дрейфові коливання.

У наближенні домінуючого внеску низькочастотних флуктуацій на дрейфовій частоті отримано вираз для коефіцієнта трансформації в запороговій області параметричної нестійкості. Структура отриманого диференційного перерізу трансформації свідчить про те, що основний внесок в процес здійснює так званий польовий член, що суттєво залежить від амплітуди і частоти поля накачки.

Знайдена також інтенсивність електромагнітного випромінювання електромагнітних хвиль та отримана її залежність від неоднорідності густини в нерівноважній плазмі.

Результати роботи є важливими для вивчення механізмів випромінювання електромагнітних хвиль як у лабораторній так і в космічній плазмі.

ВПЛИВ ДОМІШОК МЕТАЛІВ НА ВЛАСТИВОСТІ ПЛАЗМИ ПІДВОДНИХ РОЗРЯДІВ

П. В. Порицький, П. Д. Старчик

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

Взаємодія плазми з речовиною, яка оточує розрядний канал підводних розрядів, як правило, має турбулентний характер, обумовлений розвитком гідродинамічних нестійкостей у зоні контакту плазми з оточенням. Хаотичний перерозподіл потоків речовини в цій зоні підсилює обмінні процеси в плазмі і грає домінуючу роль у розвитку розрядів у конденсованих середовищах. Внаслідок цього плазма підводних розрядів має багатокомпонентний склад.

Вольфрам, залізо та мідь є одними із найпоширеніших матеріалів електродів й тому часто є складовою плазмового середовища підводних розрядів. При розрахунку транспортних властивостей плазми у водному середовищі із домішками найбільш важливими чинникам є такі: газова та плазмова неідеальності, багатокомпонентність середовища. Врахування цих факторів дає змогу отримати транспортні коефіцієнти із прийняттям до уваги певних особливостей металевих домішок у плазмі водного середовища.

Показано, що властивості щільної водної плазми мають яскраво виражений немонотонний характер із гострими піками у визначених температурних та тискових межах. Ці піки відповідають дисоціації, іонізації та іншим впливовим чинникам. Вплив металевих мідних домішок має суттєвий характер на плазмові властивості. Поява металевих мідних домішок призводить до підвищення провідності та густини енергії у плазмі.

МАС-СПЕКТРОМЕТРИЧНІ ТА РЕНТГЕНО-ЛЮМІНЕСЦЕНТНІ ДОСЛІДЖЕННЯ МАТЕРІАЛІВ, ЯКІ ВИКОРИСТОВУЮТЬСЯ В ЯДЕРНІЙ ЕНЕРГЕТИЦІ ПІСЛЯ ЇХНЬОЇ ОБРОБКИ ІОНАМИ ВОДНЮ ПРИ РІЗНИХ ЕНЕРГІЯХ І ДОЗАХ ОПРОМІНЮВАННЯ

**О. А. Федорович¹, В. В. Гладковський¹, Л. М. Войтенко¹, Є. Г. Костін¹,
В. О. Петряков¹, Б. П. Полозов¹, О. А. Рокицький¹, В. М. Шевель¹,
О. С. Оберемок², В. В. Бурдін³**

¹ *Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

² *Інститут фізики напівпровідників НАН України, Київ*

³ *Інститут проблем матеріалознавства НАН України, Київ*

В останні роки збільшився інтерес до досліджень впливу низько енергетичних іонів водню та його ізотопів на конструкційні матеріали, які використовуються в ядерній енергетиці, а в майбутньому будуть використовуватися в

якості першої стінки термоядерних реакторів.

Проведена модернізація плазмохімічного реактора для одержання потоку іонів водню з необхідними густинами струму і енергій. Для цього використано високочастотний розряд з частотою 13,56 МГц в вакуумі з електричним полем схрещеним з керованим магнітним полем, що дало можливість збільшити ступінь іонізації плазми та густину іонного струму пучка іонів водню і проводити опромінення іонами водню зразків різних матеріалів на підкладкотримачі з сталі 12X18N10T діаметром 110 мм. Енергія іонів водню змінювалась з допомогою регульованого магнітного поля від 100 до 1000 еВ. Обробка матеріалів, які використовуються в ядерній енергетиці іонами водню проводилась при енергіях 300 - 350 еВ, при яких максимальний коефіцієнт розпилення матеріалів. Тривалість опромінювання матеріалів змінювалась від 5 до 40 год. Густина іонного струму в розряді ~ 2 мА/см², струм в розряді 7 - 7,4 А, тиск в камері становив $\sim 5 \cdot 10^{-2}$ Тор. Для роботи використовувався водень вищого гатунку з чистотою 99,9999 % (всього $1 \cdot 10^{-6}$ домішок), що не повинно впливати на склад водневої плазми. При густині іонного струму 2 мА/см², через одиницю площі (1 см²) щосекунди проходить $1,25 \cdot 10^{16}$ іонів. При часі експозиції від 5 год ($18 \cdot 10^3$ с) до 40 год ($1,44 \cdot 10^5$ с) одержимо: $2,25 \cdot 10^{20}$ протонів /см² < N_i < $1,8 \cdot 10^{21}$ протонів/см².

Напівкількісна методика вторинної іонної мас-спектрометрії неопромінених і опромінених матеріалів для аналізу елементного складу використовувалась в Інституті фізики напівпровідників. Одержано більше 50 мас-спектрів. Спостерігаються суттєві зміни вторинних іонних мас-спектрів неопромінених і опромінених зразків. Крім піків матеріалів оброблюваного іонами водню зразка спостерігаються піки матеріалів перерозпиленого тримача підкладки на якому розміщуються оброблювані зразки розміром $\sim 12 \times 12$ мм². Спостерігається ще ряд піків елементів чи молекулярних сполук, які не входять до конструкційних матеріалів іонного джерела і оброблюваних матеріалів. Пояснення можливих механізмів їхньої появи вимагають додаткових досліджень.

Використання рентгеноструктурного та рентгеноспектрального аналізів, після різних режимів обробки матеріалів, іонами аргону при різних енергіях і дозах опромінювання. Показано, що така обробка практично не змінює макроструктуру зразків а лише зменшує мікро напруження. Показано, що хімічний склад зразка з нержавіючої сталі, яка використовується в якості тримача підкладки іонами аргону практично не змінюється.

Проведені дозиметричні вимірювання випромінювань в самому іонно-плазмовому джерелі. Вимірювання рівня радіоактивності зразків через 3 дні після їхньої обробки дали ре результати на рівні фону. При 30-годинній експозиції деякі накопичувальні детектори випромінювання виготовлені з LiF, які розміщувалися на тримач підкладки при опроміненні іонами водню, спостерігаються деякі зміни в сторону перевищення іонізуючих випромінювань над рівнем фону. Проводиться обробка інформації і її узагальнення.

ЕНЕРГЕТИЧНІ ВТРАТИ ВАЖКОЇ ЗАРЯДЖЕНОЇ ЧАСТИНКИ В ЗАМАГНІЧЕНОМУ ЕЛЕКТРОННОМУ ГАЗІ

О. В. Хелемеля, Р. І. Холодов

Інститут прикладної фізики НАН України, Суми

Проведено аналіз енергетичних втрат важкою зарядженою частинкою в замагніченому електронному газі в рамках квантово-польового підходу. Отримано загальний вираз для діелектричної сприйнятливості електронного газу з урахуванням його температури в зовнішньому магнітному полі. Отримано явний вигляд Лямбда-спецфункції, що відповідає переходу між енергетичними рівнями Ландау в діелектричній сприйнятливості електронного газу в зовнішньому магнітному полі. Отримано чисельну залежність гальмівної здатності замагніченого електронного газу від швидкості налітаючого іона в наближенні сильних магнітних полів. Показано, що на сучасних експериментальних установках, зокрема, на електронному охолоджувачі в накопичувальному кільці протонів та антипротонів HESR (проект FAIR, GSI, Німеччина), квантові поправки до втрат енергії починають відігравати суттєву роль.

1. *Ахмезер И.А.* К теории взаимодействия заряженной частицы с плазмой в магнитном поле // Журнал экспериментальной и теоретической физики. - 1961. - Т. 40, вып. 3. - С. 954 - 962.
2. *Khelemya O.V., Kholodov R.I.* Quantum field methods in the electron cooling // Problems of Atomic Science and Technology. - 2013. - No. 3 (85). - P. 53 - 57.

СИМУЛЯЦІЯ КІНЕТИКИ ГАЗОРОЗРЯДНОЇ ПЛАЗМИ ВОЛОГОГО ПОВІТРЯ

О. М. Цимбалюк, К. І. Чуніхіна, В. Я. Черняк

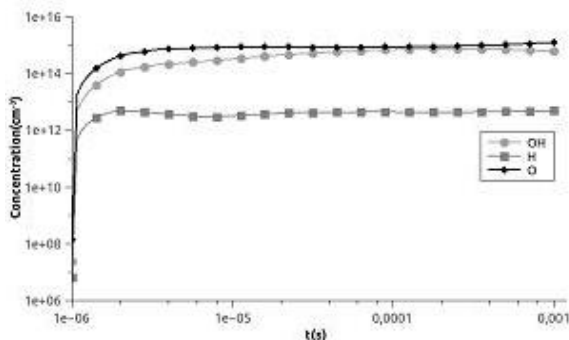
Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ

У роботі виконано дослідження кінетики плазмово-хімічних процесів, які відбуваються при плазмовому «активуванні» повітря. Повітря використовується при плазмово-каталітичній окислювальній конверсії вуглеводнів. Для систем такого типу важливим є питання впливу нейтральних активних частинок плазми на перебіг процесу конверсії. Особливу увагу викликають хімічні процеси за участі збуджених молекул і радикалів. Тому важливою задачею є теоретичне дослідження динаміки зміни концентрації активних частинок від режиму горіння розряду та швидкості прокачування повітря крізь розрядну зону.

Для дослідження плазмохімічних процесів які відбуваються при активації повітря плазмою було створено перелік хімічних, та електронно-молекулярних реакцій які відбуваються в плазмі повітря. Для порівняння результатів розрахунку з експериментальними даними обчислення проводилось для

експериментальної установки з гібридним плазмохімічним каталізом [2]. Фізична модель та необхідні припущення були описані в [3, 4].

Для моделювання було використано програмний пакет ZDPlaskin [4]. Створений список хімічних та електронно-молекулярних реакції налічує 933 реакції за участю 83 компонентів. Температура газового каналу в зоні розряду становила 2500 К, напруженість електричного поля 800 В/см. Відносна вологість повітря становила 20 %. Отримані часові залежності концентрацій радикалів O, OH, H та коливально збуджених молекул виявили швидке зростання (~ 0,5 мкс вихід на стаціонарний рівень).



1. *Fridman A.* Plasma chemistry. - Cambridge: University Press, 2008.
2. *Nedybaliuk O.A., Chernyak V.Ya., Kolgan V.V. et al.* // Problems of Atomic Science and Technology. - 2015. - No. 1. - P. 235 - 238.
3. *Tsybaliuk O.M., Chernyak V.Ya., Martysh E.V. et al.* // Problems of Atomic Science and Technology. Series: Plasma Physics (22). - 2016. - No. 6. - P. 283 - 285.
4. *Nedybaliuk O.A., Chernyak V.Ya., Iukhymenko V.V. et al.* // Intern. Conf.-School on Plasma Physics and Controlled Fusion (ICPPCF-2016), 12 - 15 Sept., 2016, Kharkov, Ukraine. - 2016. - P. 12.
5. *Pancheshnyi S., Eismann B., Hagelaar G.J.M. et al.* - University of Toulouse, LAPLACE, CNRS-UPS-INP, Toulouse, France, 2008. URL: <http://www.zdplaskin.laplace.univ-tlse.fr>.

ПЕРЕНОСЕННЯ ЧАСТИНОК У ВИПАДКОВОМУ ПОЛІ ЗІ СКІНЧЕННИМ ЧАСОМ КОРЕЛЯЦІЇ

О. М. Черняк, В. І. Засенко

Інститут теоретичної фізики ім. М.М. Боголюбова НАН України, Київ

Процеси перенесення значною мірою впливають на поведінку багатьох плазмових систем. В нерівноважній плазмі з розвинутими колективними рухами перенесення частинок обумовлене в основному їхньою взаємодією з

хвилями. Однією із задач аналітичного опису перенесення частинок є визначення їхньої поведінки за відомою ейлеровою кореляційною функцією випадкових електричних полів – статистичною характеристикою, яка вимірюється в експериментах.

Типовим для плазмових систем є наявність магнітного поля, яке на певних часових і просторових масштабах можна вважати постійним і однорідним. Якщо кореляційний час випадкових електричних полів не є малим (в порівнянні з часом ExB дрейфу частинки на відстань порядку характерної просторової неоднорідності електричного поля) значну роль в процесах перенесення частинок буде відігравати ефект їхнього захоплення електричним полем. Найбільш сильно цей ефект проявляється в замороженому електричному полі з нескінченим часом кореляцій. Раніше нами було запропоновано аналітичний опис дифузії частинок у сталому випадковому електричному і однорідному магнітному полях [1]; порівняння [2] з альтернативним методом декорельованих траєкторій [3] та числовим моделюванням показало його ефективність.

В цій роботі ми узагальнюємо наш опис дифузії замагнічених частинок на випадкові електричні поля зі скінченим часом кореляцій. Визначено залежність коефіцієнта дифузії від часу кореляцій електричних полів та величини магнітного поля, розглянуто границі великих і малих кореляційних часів. Результати розрахунків на основі аналітичної моделі порівняно з даними прямого числового моделювання.

1. Zasenko V.I., Zagorodny A.G., Chernyak O.M. // Ukr. J. Phys. - 2011. - Vol. 56. - P. 1007.
2. Cherniak O.M. // Ukr. J. Phys. - 2015. - Vol. 60. - P. 1197.
3. Vlad M., Spineanu F., Misguich J.H., Balescu R. // Phys. Rev. E. - 1998. - Vol. 58. - P. 7359.

НЕРІВНОВАЖНІ ПЛАЗМОХІМІЧНІ ТЕХНОЛОГІЇ ДЛЯ КОНЦЕПЦІЇ СТІЙКОГО РОЗВИТКУ

**В. Я. Черняк, О. А. Недибалюк, О. М. Цимбалюк, І. І. Федірчик,
К. І. Чуніхіна, Е. В. Мартиш, В. В. Юхименко, Ю. П. Веремій,
І. В. Присяжневич, Ол. В. Присяжна, В. В. Присяжний**

*Факультет радіофізики, електроніки та комп'ютерних систем,
Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ*

Масштаби використання матеріалів і енергії сучасної промисловості не тільки привело до істотного виснаження копалинних ресурсів, а й призвело до накопичення великої кількості відходів, які є небезпечними для навколишнього середовища. У 1980 р. IUCN (Міжнародний союз охорони природи), UNEP (Програма ООН з навколишнього середовища) і WWF (Всесвітній

фонд дикої природи) вирішили цю проблему шляхом розробки Всесвітньої стратегії охорони природи в інтересах сталого розвитку.

У вересні 2015 р. ООН запропонувала 17 цілей сталого розвитку, які були прийняті в 70 країнах [1]. Серед найбільш важливих для екології, суспільства і економіки цілей сталого розвитку є мінімізація використання викопних палив і заміни їх відновлюваними джерелами енергії. Одним з перспективних таких джерел розглядається біомаса.

Сучасна технологія термохімічної переробки біомаси вимагає значних високих температурах (понад 700 °С для піролізу і 1000 °С для газифікації). Використання високих температур не тільки ускладнює конструкцію пристроїв обробки і вимагає збільшення вимог щодо безпеки, але також знижує селективність конверсії сировинного матеріалів і призводить до виникнення побічних продуктів. Таким чином, традиційний термохімічний піроліз (температура > 700 °С) і традиційна плазмохімічна технологія (температура > 1000 °С) (яка заснована на ідеях термохімічної конверсії з використанням плазмотронів) обробка біомаси призводить до появи небажаних побічних продуктів і відходів.

На сьогоднішній день дискусія відкрита з розробки принципів по будівництву нових технологій для перетворення речовин, які відомі як «зелена хімія». «Зелена хімія» являє собою відхід від традиційної оцінки ефективності з використанням хімічного виходу до оцінка економічної ефективності на основі відсутності небезпечних відходів та нетоксичних і/або небезпечних речовин [2].

У даній роботі розглядаються результати експериментальних і теоретичних досліджень конверсії рідких вуглеводнів в синтез-газ за гібридною плазмово-каталітичною, які визначають умови її сумісності з концепцією сталого розвитку [3, 4].

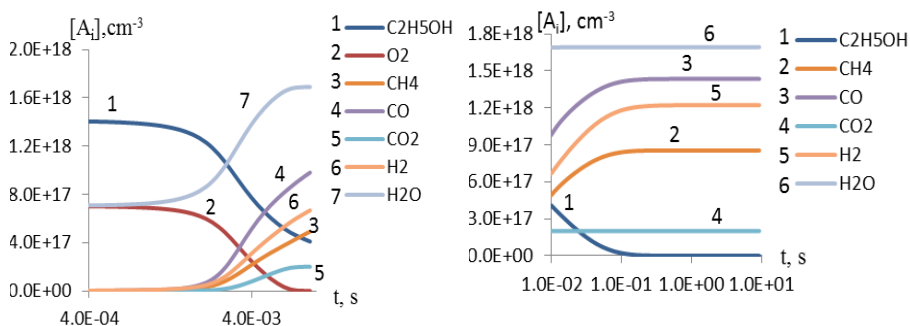
1. *SDGs: Sustainable Development Knowledge Platform*, URL: <http://sustainabledevelopment.un.org/sdgs>.
2. *Sheldon R. // J. Mol. Catal. A Chem.* - 2016. - Vol. 422. - P. 3.
3. *Chernyak V., Nedybaliuk O., Martysh E. et al. // Plasma Phys. and Techn.* - 2015. - Vol. 2, No. 3. - P. 226 - 232.
4. *Chernyak V.Ya., Nedybaliuk O.A., Tsymbaliuk O.N. et al. // Problems of Atomic Science and Technology. Series: Plasma Physics.* - 2017. - No. 1.

СИМУЛЯЦІЯ КІНЕТИКИ РИФОРМІНГУ ЕТАНОЛУ ТА МЕТАНУ У ГІБРИДНИХ ПЛАЗМОВО-КАТАЛІТИЧНИХ СИСТЕМАХ

О. М. Цимбалюк, К. І. Чуніхіна, В. Я. Черняк

*Факультет радіофізики, електроніки та комп'ютерних систем,
Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ*

У даній роботі було проведено дослідження кінетики процесів риформінгу етилового спирту та метану у гібридних плазово-каталітичних системах шляхом симуляції за допомогою програмного коду ZDPlaskin [1, 2], який дає змогу досліджувати еволюцію в часі концентрацій компонент для нетермічної плазми з урахуванням хімічних реакцій між цими компонентами. Бази даних, використані для розрахунку, склалися зі 130 реакцій між 30 компонентами для етанолу[3] та 114 реакцій між 26 компонентами для метану відповідно. Симуляція кінетики риформінгу етанолу була реалізована за температур $T = 1100\text{ K}$ і $T = 1300\text{ K}$ (рисунок) та початкового співвідношення реагентів суміші $\text{C}_2\text{H}_5\text{OH}/\text{O}_2 : 1/2$, абсолютна вологість становила 10 %, також було проведено чисельний розрахунок кінетики риформінгу $\text{C}_2\text{H}_5\text{OH}$ за температури $T = 523\text{ K}$ у режимі повної заміни молекул окисника O_2 відповідними активними радикалами кисню O , 10 % вологість теж була представлена радикалами водню H та гідроксилу OH : $1\text{C}_2\text{H}_5\text{OH}/1\text{O}/0.5\text{H}/0.5\text{OH}$. Чисельний розрахунок кінетики реформування метану був проведений за температури 1073, 1100, 1200 та 1300 K для початкової стехіометрії риформінгу $\text{CH}_4/\text{O}_2 : 2/1$. Одержані результати стосовно симуляції кінетики риформінгу етанолу дають змогу стверджувати про збільшення співвідношення синтез-газу ($[\text{H}_2]/[\text{CO}]$) за температури $T = 523\text{ K}$, що є вдвічі меншою за відповідну температуру термохімічного реформування $T = 1100\text{ K}$, це дає змогу говорити про відповідність плазово-каталітичного підходу концепції сталого розвитку.



Еволюції концентрацій деяких компонент в часі за $T = 1300\text{ K}$ для реформування початкової суміші $1\text{C}_2\text{H}_5\text{OH}/1\text{O}/0.5\text{H}/0.5\text{OH}/2\text{N}_2$.

1. *Pancheshnyi S., Eismann B., Hagelaar G.J.M., Pitchford L.C.* Computer code ZDPlasKin. - URL: <http://www.zdplaskin.laplace.univ-tlse.fr> (University of Toulouse, LAPLACE, CNRS-UPS-INP, Toulouse, France, 2008).
2. *Snoeckx R., Aert R., Tu X., Bogaerts A.* // J. Phys. Chem. - 2013. - Vol. 117. - P. 4957 - 4970.
3. *Tsybaliuk O.M., Chernyak V.Ya., Martysh E.V. et al.* Kinetics of pyrolysis of ethanol-air mixture // Problems of Atomic Science and Technology. Series: Plasma Physics. - 2016. - No. 6 (22). - P. 283 - 285.

ВЛАСТИВОСТІ ОБЕРТОВОГО КОВЗНОГО РОЗРЯДУ АТМОСФЕРНОГО ТИСКУ

**В. Я. Черняк¹, В. В. Юхименко¹, К. В. Юхименко¹, М. О. Якимов¹,
Д. Л. Чернолуцький¹, В. В. Колган¹, В. С. Попков², М. В. Богаєнко²**

*¹ Факультет радіофізики, електроніки та комп'ютерних систем,
Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ*

² Інститут проблем матеріалознавства НАН України, Київ

Низькотемпературна плазма використовується в різних областях науки та технології. Існує багато конструкцій плазмових генераторів з різними типами розрядів. Проте залишається не вирішеною проблема створення потужних промислових плазмово-хімічних систем атмосферного тиску з довготривалим часом роботи, що могли би генерувати широко-апертурні потоки плазми. Тривалість роботи генераторів плазми зазвичай обмежується ерозією електродів. Перспективним джерелом плазми атмосферного тиску, що задовольнить зазначеним вище вимогам може бути обертовий ковзний розряд. Інтерес до подібної системи виник у зв'язку з тим, що вона дає змогу отримувати нерівноважну плазму атмосферного тиску великого перерізу (десятки см²).

У роботі досліджувався обертовий ковзний розряд атмосферного тиску та було проведено порівняння обертового ковзного розряду з розрядом у поперечному потоці повітря. Система з обертовим ковзним розрядом представляє собою вісесиметричну систему електродів: центральний електрод та периферійний електрод розділені фторопластовим ізолятором. Фторопластовий ізолятор має порожнину та канали направлені до порожнини по дотичній для формування вихрового потоку плазмоутворюючого газу. Система на базі розряду в поперечному потоці повітря складається з двох електродів циліндричної форми. Кінці електродів мали заокруглену форму. Електроди були нахилені назустріч один-одному під кутом приблизно 120°. Потік газу подавався перпендикулярно розряду.

Проводилось відеоспостереження горіння розрядів та вимірювались осцилограмми струмів та напруг розрядів.

У ході проведених досліджень обертового ковзного розряду та розряду в поперечному потоці повітря були виявлені чіткі аналогії між цими розрядами

ми, а саме: осцилограми обох розрядів мають пилкоподібну форму; розряди мають вигляд тонкого шнура товщиною порядку 0,5 - 1 мм; довжина струмового каналу збільшується поки розряд не розривається та перезамикається в міжелектродному проміжку.

Можна зробити висновок, що обертовий ковзний розряд це типовий попе-речний розряд, обертання якого викликане вихровим потоком повітря. Тобто основна відмінність систем з точки зору дослідження поведінки струмового каналу це характер руху генерованого розряду.

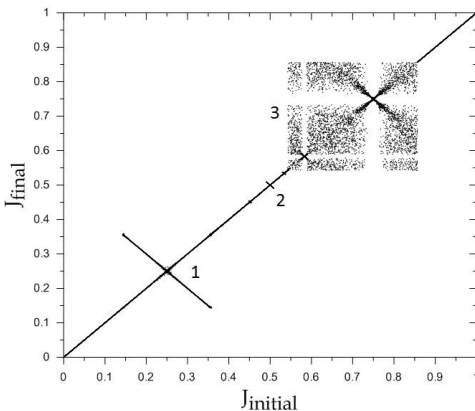
ОБ'ЄМ ЧАСТИНИ ФАЗОВОГО ПРОСТОРУ ГАМІЛЬТОНОВОЇ СИСТЕМИ, ЯКА ПЕРЕМІЩУЄТЬСЯ МНОЖИННИМИ ЗБУРЕННЯМИ

Ю. В. Яковенко^{1,2}, М. Г. Тищенко¹, О. С. Бурдо¹

¹ *Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

² *Національний університет «Києво-Могилянська академія», Київ*

Експерименти з нагріванням плазми інжекцією струменя нейтральних атомів на сферичному торі NSTX [1] виявили, що в деяких випадках збільшення потужності нагрівання плазми вело до збільшення температури в центральній частині плазми і могло навіть призводити не до її зменшення. Ця аномалія може пояснюватись просторовим каналуванням енергії інжектіваних іонів через збудження цими іонами множинних альфвенових власних мод [2]. Власні моди можуть відбирати енергію у швидких іонів, що нагрівають плазму, та розсіювати її в іншій частині простору, таким чином транспортуючи цю енергію до периферійних шарів плазми. Попередні оцінки [2, 3] ґрунтувались на тому припущенні, що енергію, що відбирається множинними модами від швидких іонів, можна оцінити як сумарну енергетичну ширину резонансних островів, що створюються модами.



Приклад зміни дії частинок при адиабатичному ввімкненні та вимкненні двох збурень з однаковими амплітудами. 1 – острів первинного резонансу; 2 – острів вторинного резонансу; 3 – стохастична область, створена перекриттям первинного і вторинного резонансів.

У цій роботі представлено результати числових розрахунків, які мали на меті підтвердити це припущення. Обчислено міру тієї частини фазового простору гамільтонової системи з одним ступенем вільності, топологія якої руйнується множинними збуреннями з випадковими частотами. Оскільки використання карт Пуанкаре в цьому випадку є неможливим, у цій роботі застосовується інший метод [4]. Знаходився сумарний об'єм областей фазового простору, де енергія частинок змінювалась при адіабатичному ввімкненні та вимкненні збурень від впливом стохастичності та та/або резонансних островів.

Було знайдено, що фазовий об'єм зруйнованої частини фазового простору, з точністю до множника 1,6 дорівнює об'єму об'єднання первинних резонансних островів збурень. Це обґрунтовує оцінки [3], згідно з якими передача енергії спостереженими коливаннями цілком здатна пояснити експерименти [1].

1. *Stutman D. et al. // Phys. Rev. Lett. - 2009. - Vol. 102. - P. 115002 (2009).*
2. *Kolesnichenko Ya.I., Yakovenko Yu.V., Lutsenko V.V. // Phys. Rev. Lett. - 2010. - Vol. 104. - P. 075001.*
3. *Tyshchenko M.H., Yakovenko Yu.V. // ВАНТ. - 2015. - Т. 1 (21). - С. 49.*
4. *White R.B. The theory of toroidally confined plasmas. - London: Imperial College Press, 2014.*

ДІАГНОСТИКА ТЕРМІЧНОЇ ПЛАЗМИ ЕЛЕКТРОДУГОВОГО РОЗРЯДУ МІЖ ОДНОКОМПОНЕНТНИМИ Cu та Ni ЕЛЕКТРОДАМИ

А. М. Веклич, М. М. Клешич, С. О. Фесенко, В. Ф. Борецький

*Факультет радіофізики, електроніки та комп'ютерних систем,
Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ*

Розвиток електротехнічної промисловості неможливий без впровадження у виробництво нових комутаційних приладів, основними конструкційними елементами яких є електроди або контакти [1]. Експлуатаційні характеристики та функціонування таких пристроїв істотно залежать від типу використовуваного матеріалу контактної пари [2]. На даний час в розробці контактів перемикачів, реле, пантографа широко застосовуються композитні матеріали, виготовлені методами порошкової металургії [3]. Зокрема, ерозійні властивості композитів визначаються тугоплавкою компонентою у їхньому складі, а необхідні електропровідність та теплопровідність – легкоплавкою компонентою.

Під дією електричного розряду відбуваються незворотні зміни поверхні робочого шару контактної пари, ефективність роботи якої з часом швидко зменшується [4]. З метою оптимізації компонентного складу композитних матеріалів необхідно мати комплекс діагностичних засобів для контролю параметрів плазми електродугових розрядів [5]. Тому, виконання досліджень термічної плазми дозволить в такий непрямий спосіб визначити рівень ерозійної стійкості поверхні матеріалу контактів під впливом електричної дуги.

Вільноіснуючий електродуговий розряд запалювався між торцевими поверхнями однокомпонентних неохолоджуваних електродів, що розміщені вертикально – верхній Ni, а нижній Cu. Розрядний проміжок складав 8 мм, діаметр електродів – 6 мм, струм дуги – 3,5 А або 30 А. Дослідження плазми в кожному режимі роботи дуги виконувалося при прямій та зворотній полярності джерела живлення постійного струму. Такого типу розряд можна розглядати як спрощену початкову модель електричної дуги між композитними електродами Ag – Ni.

За допомогою оптичної емісійної спектроскопії досліджено плазму електродугового розряду між Cu – Ni електродами в повітрі при атмосферному тиску. Методом діаграм Больцмана одержані радіальні профілі температури у середньому поперечному перерізі дугового стовпа. Для визначення радіального розподілу температури використані спектральні лінії міді (3.5 А) та нікелю (30 А).

Виміряно радіальні розподіли електронної концентрації плазми дугового розряду струмом 30 А у випадку домінуючого квадратичного ефекту Штарка із залученням спектральних ліній Cu I та Ag I. Шляхом розв'язку рівняння енергетичного балансу Еленбааса-Геллера обчислено радіальні розподіли електронної концентрації для позитивного стовпа електродугового розряду струмом 3.5 А.

1. Буль Б.К., Годжелло Г.А. Основы теории электрических аппаратов. - М.: Высш. школа, 1978. - 600 с.
2. Braunovic M., Konchits V., Myshkin N. Fundamentals of electrical contacts. Part I. - New York: Taylor & Francis group, 2006. - 597 p.
3. Minakova R.V., Lesnik N.D., Kresanova A.P., Flis A.A., Khomenko E.V Contact interaction, W (Mo, Cr)-Cu structure and properties of composites with additives // Powder Metallurgy and Metal Ceramics. - 1996. - Vol. 35. - P. 363 - 371.
4. Кецаев И.Г. Катодные процессы электрической дуги. - М.: Наука, - 1968. - 244 с.
5. Лохте-Хольтгревен В. Методы исследования плазмы. - М.: Мир, 1971. - 552 с.

Тези доповідей з радіобіології та радіоекології

МАТЕМАТИЧНИЙ АНАЛІЗ КОЛОНІЄУТВОРЮЮЧОЇ АКТИВНОСТІ КЛІТИН КІСТКОВОГО МОЗКУ МИШЕЙ ПРИ ТРИВАЛОМУ ЗОВНІШНЬОМУ ОПРОМІНЕННІ ТА ПІСЛЯ ЙОГО ПРИПИНЕННЯ

Р. В. Бойко, Д. І. Білько, І. З. Руссу, Н. М. Білько

Національний університет «Києво-Могилянська академія», Київ

Функціональні властивості клітин кісткового мозку при опроміненні певним чином пов'язані із механізмами компенсації загибелі колонієутворюючих одиниць (КУО) кісткового мозку після припинення радіаційної дії. У роботі [1] показано, що КУО кісткового мозку у процесі тривалого опромінення з різними потужностями дози набувають різних властивостей прискореного поповнення їхньої популяції. Метою даної роботи є визначення кількісних характеристик функціонування популяції КУО кісткового мозку мишей у процесі тривалого цілодобового зовнішнього опромінення та після його припинення.

Поставлена задача розв'язується за допомогою математичної моделі зміни чисельності КУО кісткового мозку у процесі неперервного опромінення, описаної у роботі [1] з використанням експериментальних результатів робіт [2, 3]. Математична модель побудована на основі нової схеми кровотворення, запропонованої Й. Л. Чертковим [4]. За цією схемою, кровотворення живого організму впродовж усього життя підтримується закладеними в онтогенезі примітивними стовбуровими кровотворними клітинами, які поступово дозрівають і послідовно, одна за одною, поповнюють популяцію КУО кісткового мозку та беруть участь у процесі кровотворення.

У даній роботі встановлено, що відносна швидкість надходження КУО до кісткового мозку і швидкість розмноження клітин на момент припинення 100-добового опромінення мишей з потужністю дози 0,25 Гр/добу не змінилися протягом перших двох тижнів відновлення КУО після припинення опромінення. Визначені параметри відновлення відносної чисельності КУО кісткового мозку забезпечують збільшення відносної чисельності КУО до рівня контролю. Зазначимо, що відносна швидкість надходження КУО до кісткового мозку через два тижні з моменту припинення опромінення є на порядок більшою від швидкості надходження КУО в контролі. Отже, виходячи з прийнятої у нашій роботі схеми кровотворення, функціонування популяції КУО кісткового мозку мишей після опромінення в такому режимі має призвести до суттєвого скорочення тривалості життя тварин. Про факти скорочення тривалості життя мишей лінії СВА після тривалого опромінення у сумарних дозах 10 та 20 Гр відносно контролю повідомляється у роботі [5].

У результаті проведених досліджень запропоновано математичні моделі,

що описують зміни відносної чисельності КУО кісткового мозку мишей у процесі тривалого цілодобового опромінення та відновлення чисельності КУО після припинення опромінення. Запропоновано метод чисельного визначення усіх параметрів моделей за результатами відповідних експериментальних даних, а також визначено відповідні параметри моделей. Можна також констатувати, що запропоновані моделі задовільно описують функціонування системи кровотворення у мишей.

1. Бойко Р. В., Білько Д. І. Руссу І. З., Білько Н. М. // Ядерна фізика та енергетика. - 2015. - Т. 16, № 4. - С. 389 - 398.
2. Kalina I., Praslicka M., Petrovicova J. // Fol. Biol. (Praha). - 1977. - Vol. 23. - P. 110 - 115.
3. Kalina I., Hudak S., M. Praslicka S., Petrovicova J. // Fol. biol. (Praha). - 1978. - Vol. 24. - P. 219 - 222.
4. Чертков И.Л., Дерюгина Е.И., Левир Р.Д., Абрахим Н.Г. // Успехи современной биологии. - 1991. - Т. 111, вып. 6. - С. 905 - 922.
5. Муксинова К.Н. Мушкачева Г.С. / Под ред. чл.-корр. АМН СССР А. К. Гуськовой. - М.: Энергоатомиздат, 1990. - 160 с.

АНАЛІЗ СТРУКТУРНО-ФУНКЦІОНАЛЬНИХ ЗМІН У КУЛЬТУРІ КЛІТИН ЩИТОПОДІБНОЇ ЗАЛОЗИ НАЩАДКІВ ЩУРІВ, ОПРОМІНЕНИХ РАДІОІЗОТОПАМИ ¹³¹I

О. А. Бойко¹, Г. Й. Лавренчук¹, А. І. Липська², І. П. Дрозд²

¹ ДУ «Національний науковий центр радіаційної медицини НАМН України», Київ
² Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

Особливостями радіаційних інцидентів на об'єктах атомної промисловості та енергетики є висока ймовірність викиду у довкілля радіоактивних продуктів поділу ядерних матеріалів. Серед них найбільш небезпечними є тиреотропні ізотопи йоду, які за відносно невеликої кількості здатні формувати великі поглинені дози у щитоподібній залозі (ЩЗ). На сьогодні дослідженню віддалених наслідків аварії на ЧАЕС у поколіннях приділяється багато уваги. Водночас експериментальних досліджень із застосуванням моделі, що виключає вплив факторів нерадіаційної природи та нейроендокринної системи організму і спрямованої на вивчення *in vitro* структурних й морфофункціональних змін у клітинах ЩЗ у нащадків, опромінених радіоізотопом ¹³¹I практично немає.

На первинній культурі ЩЗ новонароджених щурів досліджено стан структурних та морфофункціональних характеристик. Показано, що в інтактних культурах тироцитів формувався рівномірний суцільний моношар клітин з округлими ядрами та напластування однотипових клітин, які нагадували функціонуючі «фолікули» тканин щитоподібної залози, порожнини яких запов-

нені колоїдом. Аналіз та кількісна характеристика морфофункціональних показників у первинній культурі клітин ЩЗ новонароджених щурів, пренатально опромінених радіоізотопами ^{131}I (1 покоління) виявив тенденцію до підвищення кількості клітин з мікроядрами та двоядерними клітинами, що може бути непрямим доказом нестабільності геному клітин ЩЗ. Виявлено, що в культурі клітин ЩЗ новонароджених щурів у другому поколінні структурні та морфофункціональні зміни залежать від статі опромінених тварин. Істотні деструктивні ознаки спостерігали в культурах клітин ЩЗ щурів у варіанті з опроміненням самки та тварин обох статей: щільність клітинної популяції зменшувалась у 5 - 6 разів (порівняно з контролем), а кількість двоядерних клітин та клітин з мікроядрами збільшувалась у 10 - 13 разів. Кількість апоптотичних клітин в досліджуваних культурах тироцитів зросла у 33,5 разів (порівняно з контролем) у випадку опромінення обох статей і в 8,8 раза у випадку опромінення тільки самки. Встановлено, що пренатальне опромінення самців має менший вплив на формування структурних та морфофункціональних порушень в культурі тироцитів щурів 2-го покоління. Проте і в них було виявлено збільшення числа поліплоїдних клітин та клітин з мікроядрами у 6,4 раза порівняно з контролем. Кількість клітин на різних стадіях апоптозу зросла у 13 разів у порівнянні з контролем. Виявлено порушення диференціації тироцитів в первинних культурах клітин щитоподібної залози: наявність атипових та менших за розмірами фолікулів у нащадків другого покоління у порівнянні з нащадками першого покоління, що свідчить про імовірні порушення продукції гормонів T_3 та T_4 . В культурах тироцитів щурів 2-го покоління було виявлено «перснеподібні» клітини, які є ознакою неопластичної трансформації та свідчать про істотні генотоксичні порушення та нестабільність геному у нащадків тварин, опромінених радіоізотопом ^{131}I .

ОСОБЛИВОСТІ ЗМІН КРОВОТВОРНОЇ СИСТЕМИ У НАЩАДКІВ ПЕРШОГО ПОКОЛІННЯ ЩУРІВ, ОПРОМІНЕНИХ ІНКОРПОРОВАНИМ ^{131}I

О. Б. Ганжа¹, Н. М. Рябченко¹, А. І. Липська¹, О. А. Сова¹, В. В. Талько²

¹ *Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

² *ДУ«Національний науковий центр радіаційної медицини НАМН України», Київ*

Робота виконана на білих лабораторних щурах-самцях, батьки яких зазнали впливу інкорпорованого ^{131}I (27,35 кБк/тварину). Нашадків першого покоління щурів (F 1) розподілили на групи: 1) інтактні батько і мати (контроль) – F 1; 2) інтактна мати та опромінений батько – F 1 (♂); 3) інтактний батько та опромінена мати – F 1 (♀); 4) опромінені батько і мати – F 1 (♂ ♀).

Досліджували зміни вмісту лейкоцитів і еритроцитів у периферичній крові щурів, кількість клітин кісткового мозку та тимуса. Клітини кісткового мозку аналізували за допомогою методу проточної цитофлуориметрії. Рівень

генотоксичних ушкоджень у кістковому мозку шурів визначали за частотою мікроядер у поліхроматофільних еритроцитах. Цитотоксичні ефекти оцінювали за співвідношенням поліхроматофільних еритроцитів до зрілих форм нормохроматофільних еритроцитів кісткового мозку (індекс цитотоксичності). Рівень апоптозу визначали за вмістом ДНК у каріюцитах кісткового мозку (оцінка фракції гіподиплоїдних клітин).

Встановлено, що вміст лейкоцитів і еритроцитів у периферичній крові тварин вірогідно не змінювався в усіх дослідних групах, відмічали коливання цих показників на рівні тенденції.

Виявлено зміни у лейкоцитарній формулі. Зниження кількості сегментоядерних та палочкоядерних нейтрофілів відносно контролю відмічено в усіх дослідних групах, найбільш суттєве у групі F 1 (♂) і F 1 (♂ ♀). Отримані нами дані щодо нейтропенії у периферичній крові тварин, що зазнали радіаційного впливу, збігаються із даними літератури: причиною такого явища вважають пригнічення кісткомозкового кровотворення внаслідок опромінення.

При підрахунку лейкоцитарної формули спостерігали також зміни у кількості моноцитів та еозинофілів. Зафіксовано збільшення кількості моноцитів відносно контролю у шурів групи F 1 (♂ ♀) та F 1 (♂). Кількість еозинофілів вірогідно знижена (більш ніж у 2 рази) в усіх дослідних групах тварин, найнижче значення відмічали у групі F 1 (♂ ♀).

Проведено дослідження кількості клітин тимуса, оскільки серед лімфоцитів переважають Т-лімфоцити, що у ссавців дозрівають та диференціюються у даному депо. Відмічено вірогідне зниження кількості клітин тимуса у тварин групи F 1 (♂ ♀) та F 1 (♂). Виявлено аналогічну закономірність зниження кількості клітин кісткового мозку у досліджуваних шурів.

Найвищий рівень цитогенетичних ушкоджень у клітинах кісткового мозку шурів спостерігали у групі F 1 (♂ ♀) і F 1 (♂): рівень мікроядер у поліхроматофільних еритроцитах перевищував контрольні значення у 2 та 1,7 рази відповідно. У групі тварин F 1 (♂ ♀) відмічали зниження співвідношення індексу цитотоксичності, що свідчить про пригнічення проліферативної активності клітин еритроїдного ряду. При цьому рівень апоптичних клітин у кістковому мозку знаходився на рівні контрольних значень.

Аналізуючи результати даної роботи, можна підсумувати наступне: існує специфічний характер змін у кровотворній системі шурів-самців (нащадків першого покоління), батьки яких зазнали впливу інкорпорованого ¹³¹I, що проявляється у нестійкості основних показників – зниженні або збільшенні їхньої кількості та співвідношення.

ПОЛІМОРФНІ ВАРІАНТИ ГЕНА РЕПАРАЦІЇ ДНК *XPD* Lys751Gln ТА ЧАСТОТА АБЕРАЦІЙ ХРОМОСОМ У ЛІМФОЦИТАХ КРОВІ ХВОРИХ НА РАК ЩИТОПОДІБНОЇ ЗАЛОЗИ, ЯКІ ЗАЗНАЛИ ДІЇ ІОНІЗУЮЧОЇ РАДІАЦІЇ ВНАСЛІДОК АВАРІЇ НА ЧОРНОБИЛЬСЬКІЙ АЕС

С. О. Генник-Березовська¹, В. М. Шкарупа²,
С. В. Клименко², Л. В. Неумержицька²

¹ Державна установа «Інститут спадкової патології НАМН України», Львів

² ДУ «Національний науковий центр радіаційної медицини НАМН України Київ

Метою роботи був аналіз взаємозв'язку між поліморфізмом гена репарації ДНК *XPD* Lys751Gln та частотою і спектром аберацій хромосом в культурі лімфоцитів периферичної крові хворих на рак щитоподібної залози (РЩЗ), які зазнали дії іонізуючої радіації внаслідок аварії на Чорнобильській АЕС. Матеріали і методи. Визначення поліморфізму гена *XPD* Lys751Gln проводилось шляхом полімеразної ланцюгової реакції (ПЛР) у 102 хворих на рак щитоподібної залози: 38 осіб, які зазнали дії іонізуючої радіації внаслідок аварії на Чорнобильській АЕС (учасники ліквідації наслідків аварії, евакуйовані та мешканці контрольованих територій, забруднених радіонуклідами), 64 особи без впливу іонізуючого випромінювання в анамнезі та 50 осіб контрольної групи жителів України без онкопатології. Результати. В загальній групі всіх обстежених хворих на рак щитоподібної залози, незалежно від радіаційного анамнезу, розподіл генотипів відповідав рівнянню Харді-Вайнберга. У гомозиготних носіїв мінорних алелей гена *XPD* Lys751Gln, які зазнали впливу іонізуючого випромінювання, виявлено збільшення ризику розвитку раку щитоподібної залози: OR = 3,66, p = 0,03 (СІ 95 % 1,04 - 12,84) при порівнянні з контрольною групою української популяції. При порівнянні з контрольною групою української популяції в осіб без впливу іонізуючого випромінювання в анамнезі носійство гомозиготних мінорних алелей гена *XPD* Lys751Gln не асоціюється з ризиком виникнення РЩЗ: OR = 1.06, p = 0,77 (СІ 95 % 0,32 - 4,56). Серед евакуйованих і мешканців забруднених районів, носіїв мінорних гомозиготних алельних варіантів гена *XPD* виявлено асоціацію з високим рівнем спонтанних хромосомних аберацій. Середня частота аберацій хромосом у осіб з генотипом Gln751Gln була вірогідно більшою, ніж у гетерозигот (5,35 ± 1,19 та 3,07 ± 0,36 аберацій/100 клітин відповідно, p = 0,003). Різниці по частоті різних видів аберацій (хромосомні та хроматидні) залежно від генотипу в цій групі не виявлено. У пацієнтів із раком щитоподібної залози, в яких не було впливу іонізуючого випромінювання в анамнезі, носіїв мажорних гомозиготних алельних варіантів гена *XPD* Lys751Lys зареєстровано статистично достовірне зниження частоти аберацій хромосомного типу. Висновки. Носійство гомозиготних мінорних алелей гена репарації ДНК *XPD* Gln751Gln є фактором ризику розвитку раку щитоподібної залози за умов

впливу іонізуючого випромінювання та асоційоване з підвищеною частотою хромосомних аберацій в дослідженій групі української популяції.

1. *Salnykova L.E., Chumachenko A.G., Vesnina I.N. et al.* Polymorphism of repair genes and cytogenetic radiation effects // *Radiats. Biol. Radioecol.* -2010. -Vol. 50. -P. 656 -662.
2. *Salnykova L.E., Chumachenko A.G., Lapteva N.S.* Allelic variants of polymorphic genes, combined with the increased frequency of chromosomal aberrations // *Genetics.* -2011. -Vol. 47. -P. 117 -125.
3. *Tao W., Haitao W., Hongyun G. et al.* Polymorphisms in the DNA repair gene *ERCC2/XPD* and breast cancer risk: a hapmap-based case-control study among Han women in a Chinese less-developed area // *Genetic Testing and Molecular Biomarkers.* -2014. -Vol. 18. -P. 703 -710.

АНТИОКИСНА АКТИВНІСТЬ КРОВІ ЩУРІВ ЗА МОДЕЛЮВАННЯ АВАРІЙНОГО НАДХОДЖЕННЯ ДО ЇХНЬОГО ОРГАНІЗМУ ¹³¹I

Ю. П. Гриневич, А. І. Липська, І. П. Дрозд, С. В. Телецька

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

Для оцінки стану антиоксидантної системи організму людини і тварини разом із визначенням вмісту як окремих антиоксидантів в плазмі і клітинах крові, а також їхнього сукупного вмісту за методом хемілюмінесценції (ХЛ), використовують таку їхню властивість, як антиоксидантна активність (АОА) крові – інтегральний показник, що відображає її здатність гальмувати розвиток вільнорадикальних реакцій.

Робота є продовженням циклу комплексних радіобіологічних досліджень механізмів впливу радіоактивного йоду (¹³¹I) на стан окисного гомеостазу тварин методом хемілюмінесценції (ХЛ). Мета роботи – дослідження динаміки змін АОА крові щурів за моделювання аварійного надходження ¹³¹I до організму.

Експерименти проведені на статевозрілих щурах-самцях лінії Вістар масою 220 ± 30 г, які утримувались на стандартному раціоні. Розчин натрію йодиду з початковою активністю 30,32 кБк /тварину, що в подальшому зменшувалась за рахунок фізичного розпаду ізотопу, вводили перорально через зонд в один і той же час доби впродовж 14 діб. Кров із хвостової вени (0,2 мл) відбирали відповідно до графіку експерименту. Проведено комплексну оцінку вільнорадикальних процесів (ВРП) за загальною про (ПРО) і антиоксидантною активністю (АОА) гемолізату крові з урахуванням коефіцієнта відношення ПРО/АОА. Антиоксидну активність досліджували в гемолізатах на хемілюмінометрі Lum-5773. Рівень АОА оцінювали в умовних одиницях, що відповідали кратності гасіння ХЛ, індукованої перекисом водню в присутності в інкубаційному середовищі гемолізату дослідних щурів. Оброб-

ку і аналіз даних здійснювали за допомогою ПК з використанням програмного забезпечення "Power Graph". Вміст ^{131}I в органах і тканинах вимірювали на γ -спектрометрі з Ge (Li) детектором ДГДК-60.

Дослідження динаміки накопичення ізотопу в кров'яному руслі показало, що його питомий вміст був макимальним на 2-у добу і знаходився на цьому рівні до 8-ї включно, а на 14-у добу реєстрували його суттєве зменшення. Показано, що динаміка перебігу ВРП у крові дослідних тварин і за дослідження АОА крові симбатна. Водночас, світлосума світіння (Σ_{300}), амплітуда швидкого спалаху ХЛ (I_{max}) час досягнення ним максимальних значень (τ_{max} , с), швидкість утворення ВР та інтесивність світіння в кінці ХЛ-реакції ($I_{\text{кін}}$) впродовж всього експерименту мали вищі показники, ніж у гемолізатах тварин, яким вводили ^{131}I . Найменших значень АОА крові набуває за показниками Σ_{300} та I_{max} . на 2-у та 8-у доби експерименту Окрім того, значно зростають τ_{max} , швидкість утворення та $I_{\text{кін}}$. В кінці експерименту, коли питомий вміст ізотопу в крові зменшується, АОА активність крові незначно збільшується. Розрахунки, проведені з урахуванням коефіцієнта співвідношення ПРО/АОА показали, що антиокисна активність (антиокисидантний потенціал) крові, яка є чутливою реакцією організму на опромінення, у дослідних тварин зменшується за введення радіоактивного йоду.

Отримані результати підтверджують висловлене нами раніше припущення про зміни рівноваги прооксидантно-антиоксидантного співвідношення у крові внутрішньо опроміненних ^{131}I тварин. Належить зазначити, що зменшення антиоксидантного потенціалу крові має суттєве значення для переходу компенсаторних процесів, що забезпечують нормалізацію перебігу ВРП, у деструктивні з формуванням функціонально-метаболических змін, які можуть призводити до розвитку багатьох патологій, зокрема і злякисних новоутворень.

ОЦІНКА ПОГЛИНЕНОЇ ДОЗИ ВІД ІНКОРПОРОВАНОГО ^{131}I НА ЩИТОПОДІБНУ ЗАЛОЗУ ПЛОДУ ЛАБОРАТОРНИХ ЩУРІВ

І. П. Дрозд, А. І. Липська, О. А. Сова

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

Оцінка ступеня радіаційного ураження органів і тканин плоду, що розвивається, за внутрішнього опромінення радіоактивними ізотопами йоду базується на коректному визначенні поглиненої дози. Основні методичні вказівки щодо розрахунку доз внутрішньоутробного опромінення плоду людини викладені в Публікації 88 Міжнародної комісії з радіаційного захисту (МКРЗ) [1]. Ці рекомендації враховують коефіцієнти переходу радіоізотопів через плацентарний бар'єр, динаміку накопичення їх у зародку та зародкових органах плоду, що стрімко формуються і розвиваються. Водночас, в них не приділена увага формуванню дози опромінення щитоподібної залози (ЩЗ) плоду у випадку надходження до організму вагітної ізотопів йоду.

Для тварин, у т.ч. лабораторних щурів, подібних методик взагалі не існує.

В основу цієї роботи покладено експериментально отримані результати щодо вмісту ^{131}I у зародку та плоді на різних стадіях вагітності за одноразового перорального введення ізотопу самкам білих безпородних щурів і щурів лінії Вістар, а також наявні літературні дані щодо динаміки ембріонального розвитку щурів та формування й розвитку у плоду щитоподібної залози [2].

Суть способу полягає у визначенні сумарної кількості енергії радіоактивного розпаду ^{131}I , поглиненої у тканині ЩЗ плоду, віднесеної до маси ЩЗ від початку надходження до терміну, на який визначається доза [3].

Загальні довідкові та вихідні дані: термін вагітності щурів – 23 доби; початок формування щитоподібної залози – 14-а доба вагітності; перехід ^{131}I через плаценту – 0,0042864; у ЩЗ із плоду переходить 60 % йоду; у тканині ЩЗ поглинається 80 % енергії, що виділяється, решта поглинається в прилеглих тканинах.

Можливі три варіанти одноразового опромінення, які мають свої характерні особливості формування дози:

- I – надходження ізотопу за t' діб до зачаття;
- II – надходження ізотопу до 13 діб після зачаття включно;
- III – надходження ізотопу з 14 до 23 діб після зачаття.

Алгоритм обчислення поглиненої дози від ^{131}I на ЩЗ плоду щурів:

1. Обчислити середньоінтегральну добову питому активність ^{131}I в зародку (плоді) [Бк/г].
2. Обчислити середньоінтегральну добову масу зародку та плоду [г].
3. Обчислити середньодобову активність ^{131}I у плоді [Бк].
4. Обчислити середньодобову активність ^{131}I , що переходить у ЩЗ плоду [Бк/добу].
5. Обчислити добову кількість розпадів ^{131}I у ЩЗ плоду [розп.].
6. Обчислити середньоінтегральну добову масу ЩЗ плоду [мг].
7. Обчислити поглинену добову дозу у ЩЗ плоду [Гр/добу].
8. Обчислити загальну, поглинену у ЩЗ плоду, дозу в пренатальний період [Гр].

1. ICRP Publication 88. Ann. ICRP 31 (1-3), 2001.

2. Развитие щитовидной железы у плода во время беременности // URL: <http://www.blackpantera.ru/detskajaginekologija/14616>.

3. Патент України на корисну модель № 113045 «Спосіб визначення поглиненої дози від інкорпорованого ^{131}I на щитоподібну залозу плоду лабораторних щурів». Чинний з 10.01.2017 р.

ОЦІНКА РАДІОЕКОЛОГІЧНОЇ МІСТКОСТІ ТЕРИТОРІЙ В АРЕАЛІ ВПЛИВУ ДІЮЧИХ ЧИ ПОТЕНЦІЙНИХ ОБ'ЄКТІВ ЯДЕРНОГО ПАЛИВНОГО ЦИКЛУ

І. П. Дрозд, А. І. Липська, О. А. Сова

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

Поняття радіоємності було вперше введено Агре і Корогодіним у 1960 р. [1]. Фактор радіоємності був визначений, як частка радіонуклідів від загальної кількості, що потрапили в екосистему, яка утримується в кожному з її компонентів. Кутлахмедов та ін. розширили це поняття. За їхнім визначенням “радіоємність, це фундаментальна властивість екосистем, що визначає граничну кількість радіонуклідів, яке може стабільно утримувати біота екосистеми без радіаційно зумовленого пошкодження (зміни) своїх основних функцій (ріст, приріст біомаси, і кондиціонування оточуючого середовища” [2]. Для характеристики стану біоти за дії на неї різних факторів в екосистемах використовують до 30 різних показників. Серед них основними є біорізноманіття, біомаса, чисельність і швидкість розмноження.

Отже радіоємність – функція дозового навантаження.

Полікарпов Г. Г. виділяє 4 основні дозові межі, згідно з якими реальне дозове навантаження на компоненти екосистеми починається з перевищення 0,4 - 4 Гр/рік [3].

Водночас, слід зазначити, що всі наявні сьогодні визначення поняття радіоємності пов'язані з радіаційним впливом на біоценози. Але сьогодні особливо актуальним є радіаційний вплив на людину і пов'язане з цим поняття радіоємності. Це пов'язано з тим, що наразі понад мільйон осіб мешкають на радіаційно забруднених внаслідок аварії на ЧАЕС територіях. Крім цього сьогодні в Україні жодний тип електростанції не може скласти альтернативу АЕС. У зв'язку з цим Україна взяла курс на створення власного замкнутого циклу ЯПЦ, тобто необхідно буде будувати його нові об'єкти. Це будівництво не повинне створювати умови перевищення радіоємності території у контексті понаднормового опромінення персоналу цих об'єктів і населення, що мешкає на прилеглих територіях.

У зв'язку з цим нашим завданням було запропонувати концептуальні основи визначення радіоекологічної ємності території у контексті безпеки людини.

Очевидно, на населених територіях радіоємність не може лімітуватися дозою опромінення людини, що межує з виникненням первинних ефектів опромінення. Тому ми вважаємо, що поняття радіоємності у цьому контексті необхідно прив'язувати до існуючих узаконених нормативів радіаційної безпеки для населення.

Згідно з НРБУ та Законом України «Про статус і соціальний захист громадян, які постраждали внаслідок Чорнобильської катастрофи» визначено граничну межу дози для населення – 1 мЗв на рік, тому ми пропонуємо кон-

цептуально інший спосіб оцінки радіємності території яку вибирають як потенціальний майданчик для будівництва об'єкта ЯПЦ. Суть пропонованого способу полягає у такому:

1. Радіємність території лімітується сумарною дозою опромінення населення 1 мЗв/рік.

2. Використовуючи методику дозиметричної паспортизації населених пунктів, визначають середню паспортну дозу для території потенційного будівельного майданчика.

3. До отриманої паспортної дози додають проектну дозу, взяту з ОВНС підприємства, що проектується.

4. Сума доз за пп. 2 і 3 не повинна перевищувати 1 мЗв/рік, в іншому випадку будувати об'єкт ЯПЦ на даній території не можна.

1. *Агре А.Л., Корогодин В.И.* // Медицинская радиология. - 1960. - № 1. - С. 67 - 73.
2. *Кутлахмедов Ю.А.* Дорога к теоретической радиоэкологии. - К.: Фітосоціоцентр, 2015. - 360 с.
3. *Поликарпов Г.Г.* // Радиационная биология. Радиоэкология. - 1995. - Т. 35, вып. 4. - С. 536 - 549.

УПРАВЛІННЯ БЕЗПЕКОЮ НА ОБ'ЄКТАХ ЯДЕРНОГО ПАЛИВНОГО ЦИКЛУ УКРАЇНИ

І. П. Дрозд

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

В основу радіаційного захисту персоналу покладено неперевищення лімітів доз та допустимих рівнів, регламентованих для різних категорій опромінюваних осіб у державних гігієнічних нормативах «Норми радіаційної безпеки України» НРБУ-97/Д-2000.

Цими нормами встановлюються загальні вимоги до організації протирадіаційного захисту в ситуаціях, які вимагають втручання, а також в умовах практичної діяльності під час медичного опромінення пацієнтів.

Правила допуску та вимоги до організації та виконання робіт з ДІВ, допустимі рівні радіоактивного забруднення та інші радіаційно-гігієнічні вимоги, відображені в «Основних санітарних правилах забезпечення радіаційної безпеки України» (ОСПУ).

Згідно з цим документом, необхідний рівень протирадіаційного захисту персоналу підприємств забезпечується:

- радіаційно-гігієнічними та організаційно-технічними заходами для забезпечення умов праці, що відповідають вимогам чинного законодавства України;

- обмеженням у встановленому порядку допуску до роботи з ДІВ осіб за-

лежно від їхнього віку, статі та стану здоров'я;

- достатністю захисних бар'єрів;
- достатньою надійністю і безвідмовністю конструкцій, механізмів, інших засобів та систем, що забезпечують низькі проектні рівні ймовірності критичних подій, щодо потенційно опромінюючих джерел;
- системою підготовки і підтримки високої кваліфікації персоналу і додержанням правил роботи з джерелом;
- забезпеченням персоналу засобами захисту від опромінення;
- установами контрольних рівнів;
- організацією і здійсненням радіаційного контролю;
- організацією системи інформування про радіаційний стан;
- плануванням і проведенням ефективних заходів щодо захисту персоналу у випадку загрози і під час виникнення радіаційної аварії.

Для забезпечення радіаційної безпеки та протирадіаційного захисту керуються наступними основними принципами: будь-яка *практична діяльність*, що супроводжується опроміненням людей, не повинна здійснюватися, якщо вона не принесе більшої *користі* опроміненню особам або суспільству в цілому у порівнянні зі *шкодою*, яку вона завдає - **принцип виправданості**; опромінення окремих осіб від усіх джерел та видів діяльності у підсумку не повинно перевищувати встановлених *лімітів доз* - **принцип неперевищення**; величина індивідуальних доз, кількість осіб, які опромінюються, та ймовірність опромінення від будь-якого з видів іонізуючого випромінювання повинні бути найнижчими з тих, що їх можна практично досягти, враховуючи економічні і соціальні фактори – **принцип ALARA** (As Low As Reasonably Achievable).

Основними методами фізичного захисту від дії іонізуючих випромінень є захист часом (мінімізація часу роботи з ДІВ), відстанню (використання дистанційних інструментів) та екранами (захисні конструкції, засоби індивідуального захисту).

Принципи управління безпекою персоналу відображені у ядерному законодавстві України, яке налічує 14 законів та понад 200 нормативно-правових і нормативних актів.

РОЗРОБКА І ВИПРОБУВАННЯ РАДІАЦІЙНИХ ТЕХНОЛОГІЙ ПРОМИСЛОВОЇ ДЕЗИНФЕКЦІЇ ГОТОВИХ ХАРЧОВИХ ПРОДУКТІВ

Т. В. Ковалінська, А. Г. Зелінський, Є. Г. Міхнєва, В. І. Сахно

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

Мета даної роботи – дослідити можливості радіаційних технологій в реалізації проблем карантинної обробки та зберігання готової харчової продукції.

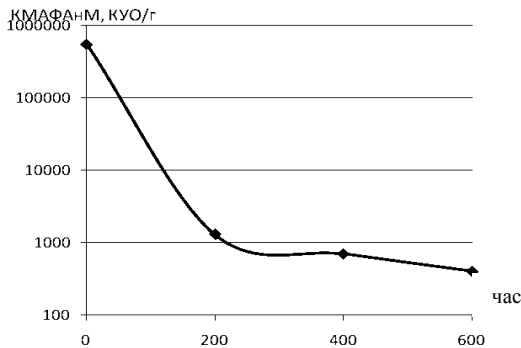
Цей напрямок особливо актуальний для тих галузей харчового виробництва, які використовують імпортовану сировину (океанічна риба, морепродукти,

тощо). З огляду на різке зростання вартості імпоротної сировини, зменшення втрат вже готової продукції є чи не найголовнішим чинником успішної економіки виробництва.

Проблема дезинфекції визначається вимогами до збереження харчових властивостей продукції і, одночасно, забезпеченням ефективного пригнічення живих мікроорганізмів. Дезинфекція готової продукції повинна здійснюватися при стандартних умовах зберігання (без заморожування чи нагрівання). Виключається обробка хімікатами, бо харчові продукти відносяться до групи матеріалів з надзвичайно складною хімічною структурою, яку неприпустимо руйнувати. Технологічно важливо, щоб обробка здійснювалася в максимально короткий термін з повним контролем за процесами.

В секторі радіаційних технологій тривалий час досліджуються перспективи використання електромагнітних випромінювань пікометрового діапазону і електронів для цілеспрямованого впливу на компоненти харчової сировини. В першу чергу на живі органічні молекули – (мікроорганізми, ферменти тощо), бо це вирішальна вимога діючих санітарних норм виробництва і споживання харчових продуктів. Даний етап досліджень спрямований на дезинфекцію (зnezараження) вже готових харчових форм, де надзвичайно високі вимоги до витримування незмінним хімічного складу опромінюваного матеріалу.

Зроблено теоретичні і експериментальні дослідження радіаційних процесів. Встановлено межі допустимого радіаційного навантаження на цей складний і багатокомпонентний матеріал з урахуванням оптимального розподілу фактора опромінення на різні компоненти матеріалу. Встановлена закономірність інактивації живих органічних молекул при оптимальних режимах опромінення (рисунок).



Динаміка вмісту мікроорганізмів при різному терміні опромінення.

Встановлено, що функція нелінійна як і всі процеси, пов'язані з передачею енергії іонізуючих випромінювань до матеріалу. Однак було виявлено, що очікуваний розподіл спостерігається лише при короткочасному опромінюванні (у даному випадку не довше 200 - 220 с). Ці процеси мало позначились на харчових показниках. Більш тривале опромінення ще трохи зменшує

кількість активних мікроорганізмів, але супроводжується небажаною зміною органолептичних показників. Стають відчутні ефекти радіолізу води і радіаційно-хімічні процеси небажаної модифікації органіки. Спостерігається вивільнення деяких атомів металів зі складу органічних сполук і зміни забарвлення продукту.

Висновок. Розроблено і випробувано в тривалих експериментах регламент пікохвильової дезинфекції готових харчових продуктів самої нестійкої групи (рибні продукти). Поставлена мета в технології досягається вже через 200 с опромінення. Надійно досягається зниження вмісту активних мікроорганізмів більше ніж на 4 порядки, що гарантовано забезпечує подовження терміну зберігання і безпеку споживання.

ПОСТРАДІАЦІЙНІ ЗМІНИ БІОХІМІЧНОГО СКЛАДУ НЕФОТОСИНТЕЗУЮЧИХ СТРУКТУР ЛИСТЯ РОСЛИН *A. THALIANA L.*

С. В. Літвінов, Н. М. Рашидов

Інститут клітинної біології та генетичної інженерії НАН України, Київ

Багаторічні дослідження довели високу радіостійкість процесів дихання та фотосинтезу у вищих рослин. Разом з тим було з'ясовано, що під впливом іонізуючого опромінення в дозах, значно менших за летальні, відбувається порушення біохімічної координації дихання та окислювального фосфорилування. Навіть порівняно малі дози радіації за умов хронічного опромінення призводять до суттєвих змін вмісту хлорофілів а і b, каротиноїдів, антоціанів, до модифікації фізіологічного стану та ефективності ФС II [1, 2]. Водночас при значеннях доз або потужностей дози, які виходять за межі властивого рослинному організму потенціалу адаптації, спостерігається протилежне явище – підвищена чутливість до пошкоджуючого впливу нелетальних доз радації. Це проявляється, зокрема, у зменшенні вмісту хлорофілів в тканинах листя, зниженні ефективності фотосинтезу, у частковому відмиранні асимілюючих органів рослини через деякий час після опромінення. Механізм індукції ефектів такого роду може бути пов'язаний з порушенням біохімічного гомеостазу нефотосинтезуючих структур – мембран, білкових комплексів, клітинної стінки та нуклеїнових кислот. Для того, щоб перевірити дану гіпотезу, опромінювали 35-добові рослини *A. thaliana* рентгенівськими променями в нелетальній дозі 21 Гр (потужність 89 сГр/хв). В попередніх дослідках виявлено, що відносно невисокі для даного об'єкта експозиційні дози гострого опромінення, вищі за 20 - 21 Гр, мають виражений пошкоджуючий вплив на листя прикореневої розетки. Вивчення біохімічного складу ліофілізованих та повітряно сухих розеткових листків через 30 діб після опромінення за допомогою методу FTIR-спектрометрії показало, що в клітинах опромінених рослин містилося більше полімерів пентоз та гексоз – геміцелюлози, целюлози, крохмалю, тобто структурних і запасуючих речовин. У той же час вміст

полісахаридів, хімічно не споріднених з целюлозою, лігніну, пектину та його похідних, характерних для живих клітин, в листі опромінених рослин зменшувався. Поряд із суттєвим зниженням вмісту білків та нуклеїнових кислот це свідчить про відмирання клітин. Але оскільки площа спектральних піків ліпідів та жирних кислот не зменшувалася, то очевидно, що клітинні структури листка при цьому зберігали ліпідну фракцію, хоча її якісний склад і зазнавав певних змін. Зниження вмісту лігніну в 12 разів в порівнянні з контролем вказує на тотальне руйнування лігнінових структур, що неминуче призводило до порушення еластичності, зниження здатності клітин до росту та розтягування, до втрати тургору та деформації форми листової пластинки. Усередині білкової фракції спостерігалося деяке збільшення частки бета-шарів у порівнянні з альфа-спіральними доменами. Це можна пояснити конформаційними змінами третинної структури протеїнів. Виходячи з отриманих даних нами висловлене припущення, що в основі немішених ефектів радіації лежать структурно-біохімічні зміни на клітинному та субклітинному рівні, пов'язані з активною відповіддю на опромінення як стресовий сигнал, а також порушення конформації макромолекул.

1. Шевченко В., Данченко М., Бережна В. и др. Оценка по индукции флуоресценции хлорофилла функционального состояния растений сои и льна, выросших в течение нескольких поколений под действием хронического облучения в зоне Чернобыльской АЭС // Тези доп. VI з'їзду Радіобіологічного Товариства України. – К., 2015. – С. 134.
2. Лешина Л., Булко О., Литвинов С. и др. Влияние редкоизионизирующего излучения на биохимический статус регенерантов *Digitalis purpurea* L. в культуре *in vitro* // Фактори експериментальної еволюції організмів: Зб. наук. праць. - 2016. - Т. 19. - С. 151 - 156.

РАДІАЦІЙНО-ІНДУКОВАНА МІКРОСАТЕЛІТНА НЕСТАБІЛЬНІСТЬ У КЛІТИНАХ ЛІКАРСЬКИХ РОСЛИН, ОТРИМАНИХ З ОПРОМІНЕНОГО НАСІННЯ

**С. В. Літвінов, Ю. В. Шиліна, С. А. Пчеловська, А. М. Берестяна,
Д. О. Соколова, В. В. Жук, Л. В. Тонкаль, А. Г. Салівон, О. Г. Нестеренко**

Інститут клітинної біології та генетичної інженерії НАН України, Київ

Протягом двох років наш колектив здійснює пошук шляхів підвищення фармакологічної продуктивності низки лікарських рослин (*Chamomilla recutita*, *Salvia officinalis*, *Bidens tripartita*, *Silybum marianum*, *Digitalis purpurea*, *Hypericum perforatum*) за допомогою опромінення насіннєвого матеріалу [1]. Одним з актуальних завдань даної роботи є підбір молекулярних маркерів, за якими можна було б визначити стимулюючі дози опромінення. Відомо, що радіобіологічні реакції рослин часто супроводжуються генетич-

ними та епігенетичними змінами у сателітній ДНК. У зв'язку з цим для вивчення молекулярних ефектів опромінення ми використали метод ISSR-ампліфікації ДНК-последовностей між двома короткими інвертованими мікросателітними повторами [2]. Ампліфіковані последовності розщеплювали за допомогою сайт-специфічної ендонуклеази рестрикції HpaII. ДНК виділяли з листя вегетуючих рослин, що були вирощені з опроміненого насіння. Ензим HpaII розщеплює ДНК у CCGG-сайтах з метильованим цитозином. В результаті електрофорезу фрагментів в агарозному гелі отримували набір (патерн) ДНК-последовностей різної молекулярної маси, який характеризує взаємне розташування, копійність та статус метилування інвертованих мікросателітних повторів в геномі. Патерни рестрикційних фрагментів ДНК рослин при дозах опромінення насіння в інтервалі 5 - 50 Гр відрізнялися від контрольних. Найбільші відмінності (поява або зникнення фрагментів певної довжини) спостерігались для варіантів рослин, вирощених з насіння, яке було опромінене в дозах, що стимулювали накопичення біомаси надземної частини, цвітіння, підвищення виходу флавоноїдів з одиниці сухої маси лікарської сировини. Спостережувані відмінності свідчать про деметилування (метилування) цитозину CpG-острівців або/і переміщення мікросателітів у геномі. Зміни у патернах ISSR-ампліфікації-HpaII-рестрикції лише частково відтворюються при опроміненні насіння тією самою дозою. Вказані особливості свідчать про те, що зміни у патернах ампліфікації-рестрикції сателітної ДНК є наслідком радіаційно індукованої стохастичної нестабільності мікросателітів, яка призводить до спадкових змін у геномі дочірніх (неопромінених) клітин. Таким чином, можна говорити про радіаційно-індуковану мікросателітну нестабільність (РІМН) в клітинах рослин, вирощених з опроміненого насіння. РІМН можна розглядати як прояв радіаційно-індукованої нестабільності геному (РІНГ) та як один з маркерів стимулюючої дії іонізуючого опромінення. Можливо, що РІМН пов'язана з базовим молекулярним рівнем адаптивної відповіді клітин на дію радіаційного чинника.

1. *Grodzinsky D., Shylina Yu., Pchelovska S. et al.* The effect of acute X-ray irradiation of medicinal plant seeds on the secondary metabolite productivity // Fourth International Conference on Radiation and Applications in Various Fields of Research, RAD 4, May 23 - 27, 2016, Niš, Serbia): Book of Abstracts. - Niš: University, Faculty of Electronic Engineering, 2016. - P. 214.
2. *Sokolova D., Vengzhen G., Kravets A.* An Analysis of the Correlation between the Changes in Satellite DNA Methylation Patterns and Plant Cell Responses to the Stress // *CellBio.* - 2013. - Vol. 2. - P. 163 - 171.

СТАН ПОПУЛЯЦІЇ МИШОПОДІБНИХ ГРИЗУНІВ В УМОВАХ РАДІАЦІЙНОГО ЗАБРУДНЕННЯ ЗОНИ ВІДЧУЖЕННЯ ЧАЕС ТА ВПЛИВУ ПРИРОДНО-КЛІМАТИЧНИХ СТРЕС-ФАКТОРІВ

А. І. Липська, Н. Н. Рябченко, О. О. Бурдо, О. А. Сова, Ю. П. Гриневич,
О. Б. Ганжа, В. А. Шитюк, В. І. Ніколаєв

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

Проблема хронічного впливу радіації на живі організми в умовах природного середовища набуває особливого значення у зв'язку з розмаїттям екологічних, хімічних та фізичних факторів, які у поєднанні з іонізуючим випромінюванням можуть спричиняти широкий спектр біологічних ефектів. Робота є продовженням багаторічних досліджень впливу радіоекологічних умов ближньої зони відчуження ЧАЕС на стан популяції мишоподібних гризунів.

Дослідження проводились на моніторинговому полігоні, що знаходиться на відстані ~ 3 км від аварійного енергоблоку ЧАЕС. Об'єктом дослідження була руда нориця (*Clethrionomus sp.*) – домінуючий та індикаторний вид в угрупованні дрібних ссавців, що широко використовуються в радіоекологічних та радіобіологічних дослідженнях. Дослідження були проведені в 2015 р. після дворічного підтоплення території та інтенсивних пожег у ЗВ ЧАЕС в 2016 р., після часткового відновлення флористичних комплексів. Зміна природно-кліматичних умов середовища та техногенний вплив призвели до міграції тварин та заміни популяції гризунів моніторингового полігону внаслідок переміщення тварин з прилеглих територій, що відрізняються рівнем радіаційного забруднення.

Потужність експозиційної дози γ -випромінювання в місцях перебування тварин перевищувала фонові рівні в 30 - 150 разів. Досліджено вміст інкорпорованих радіонуклідів ^{137}Cs та ^{90}Sr в організмі тварин. Розраховано дози зовнішнього та внутрішнього опромінення з використанням власних радіометричних та спектрометричних вимірювань.

У переміщених тварин спостерігали суттєві відмінності цитогенетичних, гематологічних та морфологічних показників у порівнянні з даними попередніх років досліджень. В клітинах кісткового мозку (КМ) реєстрували виражені гено- та цитотоксичні ефекти, що проявлялись у вигляді порушення диференціювання та дозрівання клітин еритроїдного ряду. Рівень поліхроматофілних еритроцитів з мікроядрами у дослідних тварин в 3 - 4 рази перевищував контрольні значення, а індекс цитотоксичності – в 3 рази на фоні достовірного підвищення рівня рівня апоптичних клітин, зниження клітинності КМ.

У периферичній крові реєстрували порушення лейко-еритроцитарного співвідношення, суттєве зниження кількості еритроцитів, порушення структурних та функціональних властивостей мембран еритроцитів, вірогідні зміни в лейкоцитарній формулі: зниження числа нейтрофілів, лімфоцитоз і моноцитопенію. Виявлено зміни морфологічних параметрів у тварин з ЗВ

ЧАЕС, що є наслідком порушення метаболічних та енергетичних процесів в опроміненному організмі.

Сукупність результатів попередніх років вказують на розвиток компенсаторно-адаптивних процесів у популяціях мишоподібних гризунів з високим рівнем радіоактивного забруднення ЗВ ЧАЕС. Імовірно, під впливом хронічного іонізуючого опромінення протягом пренатального та постнатального онтогенезу у ряді поколінь відбувається формування радіаційної адаптації як одного з факторів мікроеволюційних процесів.

Таким чином, на радіаційно забруднених територіях вплив аномальних кліматично-природних умов призвів до інтенсифікації міграційних процесів дрібних гризунів, зміни популяції дослідного полігону, дозових навантажень та реакції-відповіді систем організму на хронічне опромінення.

СРАВНИТЕЛЬНЫЙ ПРОТЕОМНЫЙ АНАЛИЗ РЕАКЦИИ ПРОРОСТКОВ *P. SATIVUM L.* НА ДЕЙСТВИЕ СТРЕССОВЫХ ФАКТОРОВ

Е. Г. Нестеренко, С. В. Литвинов, Н. М. Рашидов

Институт клеточной биологии и генетической инженерии НАН Украины, Киев

В связи со сложившейся в мире экологической ситуацией, изучение механизмов ответа растений на разнообразные стрессовые факторы и их комбинации имеет большое значение. Особенный интерес представляет понимание путей пересечения и взаимодействия сигнальных систем, поиск специфических и неспецифических аспектов ответных реакций растений в процессе адаптации.

Влияние каждого из основных стрессовых факторов среды по отдельности уже хорошо изучено, однако в естественных условиях живые организмы подвергаются их совместному воздействию, что может влиять на динамику роста и развития растений, на их метаболизм и урожайность. При сочетании стратегий ответа на каждый из стрессовых факторов, возникает перекрестное взаимодействие сигнальных систем или «crosstalk». Это обеспечивает биохимическую адаптацию организма к стрессовым воздействиям.

Целью нашего исследования было изучение действия γ -излучения в диапазоне доз 5 - 20 Гр в сочетании с кратковременным солевым стрессом на формирование реакции растений на начальных фазах роста и развития проростков гороха. Для выявления «crosstalk» нами был проведён ряд экспериментов, где по изменению морфометрических показателей были выделены наиболее эффективные по отношению к реакциям целостного растительного организма комбинации стрессоров, дозы и временные интервалы воздействия [1]. В дальнейшем для отобранных комбинаций стрессовых факторов выявляли качественные и количественные особенности спектра белков корней водной культуры *P. sativum*. Разделение экстракта белков проводилось с помощью 2-DE электрофореза (pH 4-7) в полиакриамидном геле и окрашива-

нием по Кумасси. Визуализацию и анализ данных проводили с помощью программы PDQuest и стандартных методов статистической обработки. Протеомные профили изучали для четырёх вариантов: 1. контроль; 2. проростки после солевого стресса; 3. растения после острого облучения в дозе; 4. проростки после облучения с последующим солевым стрессом. Были выявлены различные ростовые реакции для проростков каждого из вариантов. Нами показано, что существуют комбинации интенсивности факторов (доз), при которых облучение и солевой стресс оказывают анитагонистическое действие как на ростовые показатели, так и на концентрацию многих белков с конститутивной и стресс-индуцибельной экспрессией в тканях корня проростков. Это обстоятельство позволяет объяснить антагонизм стрессоров как конкуренцию сигнальных путей в рамках «crosstalk»-ответа на облучение и солевой стресс соответственно.

В настоящее время мы анализируем протеомные данные с использованием методов и инструментов биоинформатического анализа, что позволит прояснить молекулярные механизмы перекрестной адаптации растений к абиотическим факторам среды.

1. *Nesterenko O., Grodzynsky D., Rashydov N., Lancikova V.* Stress response of pea seedlings induces by ionizing radiation with either salinity or elevated temperature // II Intern. Sci. Conf. "Agrobiodiversity to Improve Nutrition, Health and Quality of Life". - Nitra, 2015. - P. 511 - 514.

ФУНКЦІОНАЛЬНА АКТИВНІСТЬ КЛІТИН КІСТКОВОГО МОЗКУ ЩУРІВ ПРИ ГОСТРОМУ ТА ХРОНІЧНОМУ ОПРОМІНЕННІ ¹³¹I

І. З. Руссу¹, А. І. Липська², Н. М. Білько¹

¹ *Національний університет «Києво-Могилянська академія», Київ*

² *Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

Дія радіонуклідів на організм ссавців зумовлює ряд функціональних порушень, зокрема, у системі гемопоезу як одній із найбільш радіочутливих. До радіонуклідів із високою біологічною значимістю, наявних у довкіллі, у числі інших належать ¹³⁷Cs, ¹³¹I та ⁹⁰Sr як такі, що можуть бути інкорпорованими у певних тканинах та здатні довготривало впливати на організм. Кровотворення є системою, у якій значною мірою проявляються наслідки дії різноманітних стресових чинників, зокрема й іонізуючої радіації. При цьому показником функціональних зрушень можуть слугувати зміни у ефективності колонієутворення гемопоетичних стовбурових клітин кісткового мозку та їхніх нащадків – клітин-попередників у культуральних системах *in vitro* та *in vivo*. Тому метою даної роботи було дослідити функціональну активність гемопоетичних клітин щурів, підданих гострій та хронічній дії ¹³¹I, із використанням культур клітин у системі дифузійних камер *in vivo*.

У дослідженнях використовувались кровотворні клітини лабораторних щурів, для яких було розроблено модель опромінення у відділі радіобіології та радіоекології Інституту ядерних досліджень НАН України. Дія ^{131}I була хронічною (щоденне введення радіонукліда *per os* активністю 30 кБк на добу) та гострою (одноразове введення радіонукліда активністю 300 кБк). Контролем слугували інтактні щурі такого ж віку, яких утримували у стандартних умовах віварію на звичайному харчовому раціоні. Тваринами-реципієнтами дифузійних камер були миші лінії СВА, попередньо оброблені цитостатиком циклофосфаном та наркотизовані із використанням тіопенталу натрію. З метою проведення культуральних досліджень вилучали стегнові кістки дослідних і контрольних щурів та в умовах стерильності вимивали гемопоетичні клітини із кістковомозкового каналу живильним середовищем. Для наступного культивування клітин-попередників у дифузійних камерах *in vivo* готували середовище із напіврідким агаром, у якому клітини із колонієутворюючою активністю здатні сформувати клітинні агрегати, зокрема, колонії із 40 і більше клітин, кількість яких оцінювали на 18-у добу культивування.

У результаті проведених досліджень було виявлено суттєві відмінності у показниках ефективності колонієутворення між обома дослідними групами щурів та у порівнянні із контролем. Зокрема, при хронічному опроміненні організму тварин ^{131}I спостерігалось зниження у порівнянні із контролем кількості колонієутворюючих одиниць кісткового мозку, отриманих на 18-у добу культивування у культурі дифузійних камер *in vivo*. Цей показник знаходився у межах $17,5 \pm 2,1$ на $1 \cdot 10^5$ культивованих клітин. У той же час у групі гострого опромінення ^{131}I виявили повне пригнічення функціональної активності клітин кісткового мозку, тобто колонієутворення було практично відсутнє – у культурі виявляли лише поодинокі кровотворні клітини. При цьому кістковомозкові клітини-попередники інтактних тварин у культурі дифузійних камер *in vivo* у зазначений термін проявляли високу колонієутворюючу активність, яка становила в середньому $23,8 \pm 3,4$ колонієутворюючих одиниць на $1 \cdot 10^5$ культивованих клітин.

Отже, проведені дослідження функціональної активності гемопоетичних стовбурових клітин та клітин-попередників дали змогу оцінити ступінь ушкодження кровотворення при дії гострого та хронічного опромінення радіонуклідом ^{131}I на організм лабораторних тварин та виявити суттєве пригнічення ефективності колонієутворення клітин кісткового мозку внаслідок впливу іонізуючої радіації.

СУЧАСНІ КОНЦЕПЦІЇ ІНДИВІДУАЛЬНОЇ РАДІАЦІЙНОЇ ЧУТЛИВОСТІ ЛЮДИНИ ТА МЕТОДИЧНІ ПІДХОДИ ДО ЇЇ ПРОГНОСТИЧНОЇ ОЦІНКИ

Н. М. Рябченко

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

Проблема гетерогенності популяції людини за ознакою чутливості до дії іонізуючої радіації відома з часів перших радіобіологічних досліджень ХХ століття. Сучасний розвиток та широке застосування радіаційних та ядерних технологій у народному господарстві, медицині, позаштатні/аварійні ситуації на підприємствах та об'єктах ядерної енергетики зумовлюють необхідність розробки науково обґрунтованих підходів до персоніфікованої та прогностичної оцінки радіочутливості людини, можливостей практичного застосування набутих знань в системі радіаційної безпеки та захисту професіоналів та населення.

Індивідуальна радіочутливість – мультифакторна ознака організму, формування якої зумовлено як генетичною складовою, так і зовнішніми факторами: особливостями фізіологічних реакцій організму на час опромінення, радіаційного впливу (якість та величина дози опромінення), сумісною дією екологічних та антропогенних агентів, що здатні модифікувати чутливість організму до радіації тощо. Генетична детермінанта радіочутливості формувалась в процесі еволюції систем захисту від пошкодження критичних мішеней клітини, насамперед, молекули ДНК та генетичного апарату. Система відповіді клітини на пошкодження ДНК (DNA damage response, DDR) включає молекулярно-генетичні механізми розпізнавання пошкодження молекули ДНК, їхньої репарації, детоксикацію радіаційно-індукованих ксенобіотиків, запрограмовану загибель клітини (апоптоз) в разі неефективного відновлення. Таким чином, радіочутливий фенотип формується внаслідок полігенної експресії, а особливості функціонування кандидатних генів зумовлюють ефективність роботи системи DDR та міжіндивідуальну варіабельність ступеня реакції клітин на дію радіації.

У роботі представлено аналіз сучасних наукових напрямків щодо пошуку специфічних та чутливих генетичних маркерів IP людини. Серед них – повногеномний пошук асоціацій (*GWAS, Genome-Wide Association Studies*) поліморфізму кандидатних генів з радіочутливим фенотипом, дослідження ролі однонуклеотидного поліморфізму у формуванні індивідуальної реакції клітин на радіаційне ушкодження. Показано недоліки та переваги різних методичних підходів оцінки IP людини, перспективи впровадження тестів у сфері радіаційного захисту та клінічну практику.

Результати власних досліджень свідчать, що сьогодні цитогенетичні методи оцінки IP людини (модифікований G2-тест) мають перспективу практичного застосування. Показано, що близько 12 % референсної групи умовно здорових осіб мають підвищений рівень радіочутливості на хромосомному

рівні соматичних клітин, та 38 % – хворих на рак молочної залози. На основі одержаних результатів цитогенетичних тестів та даних щодо механізмів формування радіаційно-індукованої нестабільності геному можна припустити, що рівень радіаційно-індукованих аберацій хромосом в лімфоцитах периферичної крові відображає не тільки індивідуальну реакцію генетичного апарату соматичних клітин на опромінення, а й ризик формування радіаційно-індукованих злоякісних патологій. Оскільки в системі радіаційного захисту та медико-біологічного контролю радіочутливих індивідуумів розглядають, насамперед, з точки зору підвищеного ризику захворювань стохастичної природи (зокрема раку) розробка методології оцінки ІР людини із застосуванням цитогенетичних маркерів дасть змогу оцінювати ризик радіогенних злоякісних новоутворень та удосконалювати заходи з їхньої профілактики у осіб, які зазнають тривалого впливу джерел іонізуючих випромінювань.

ОЦІНКА СТАНУ КРОВОТВОРНОЇ СИСТЕМИ МИШОПОДІБНИХ ГРИЗУНІВ (*MYODES GLAREOLUS*) З ПРИРОДНИХ БІОТОПІВ ЗОНИ ВІДЧУЖЕННЯ ЧАЕС З РІЗНИМ РІВНЕМ РАДІАЦІЙНОГО ЗАБРУДНЕННЯ

О. А. Сова, О. О. Бурдо, А. І. Липська

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

Територія Зони відчуження ЧАЕС залишається відкритим джерелом радіонуклідного забруднення. Відомо, що в умовах існування на забруднених територіях популяції тварин зазнають поєданого зовнішнього та внутрішнього опромінення радіонуклідами, що містяться в їжі, повітрі та ґрунтовій підстилці. Окрім того, мешканці забруднених територій зазнають впливу екологічних факторів нерадіаційної природи, що значною мірою може впливати на дію опромінення. А кровотворна тканина як біологічна система широкого розповсюдження досить швидко реагує на дію факторів різної природи, в тому числі дію іонізуючої радіації, оскільки характеризується досить високою радіочутливістю, що, в свою чергу, дає можливість за рахунок змін її показників оцінити наслідки хронічного низькодозового впливу радіаційного фактора в поєднанні з впливом навколишнього середовища.

Антропогенний фактор територій ЗВ ЧАЕС досить незначний, що дає змогу дослідити безпосередньо вплив техногенних радіонуклідів та природних умов.

Об'єктом досліджень була руда нориця, відловлена у ближній зоні ЧАЕС на трьох полігонах із різним рівнем забруднення: Рудий ліс (полігон Янів) - ПЕД γ - випромінювання становить 550 - 1400 мкР/год, Чорнобиль-2 - ПЕД γ -випромінювання становить 57,5 - 145 мкР/год, Дитятки(умовний контроль) - ПЕД γ - випромінювання становить 20 - 22 мкР/год.

Мишоподібні гризуни мають безпосередній контакт із ґрунтом, великі

темпи розмноження, широкий ареал розповсюдження та низьку міграційну активність, тому можуть вважатись біоіндикаторними видами.

Виявлено кількісні відмінності в системі кровотворення в обох дослідних групах відносно умовного контролю. Встановлено значне зниження кількості еритроцитів, помірне - клітин кісткового мозку, зростання кількості клітин тимуса (~2 рази) у порівнянні з контрольною групою. Виявили відмінності в окремих лейкоцитарних фракціях: лімфоцитоз, нейтроцитопенія, еозинофілоз та помірна моноцитопенія.

Сукупність показників лейкоцитарної ланки, сформовані в умовах хронічного комбінованого опромінення малими дозами, свідчать про порушення в системі кровотворення, мають компенсаторний характер, що є типовим для дії хронічного опромінення.

ВІДДАЛЕНІ РАДІОБІОЛОГІЧНІ ЕФЕКТИ У ЩУРІВ ВНАСЛІДОК ОПРОМІНЕННЯ РАДІОІЗОТОПАМИ ^{131}I IN UTERO

**В. В. Галько¹, А. І. Липська², І. П. Дрозд², Є. М. Прохорова¹, О. А. Бойко¹,
О. С. Ватліцова¹, С. М. Альохіна¹, О. Я. Плєскач¹, О. Я. Литвинець¹**

¹ ДУ«Національний науковий центр радіаційної медицини НАМН України», Київ

² Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

Створено модель внутрішньоутробного опромінення щурів ^{131}I шляхом одноразового перорального введення на 12 - 14-ту добу гестації 27,5 кБк радіонукліда (доза на щитоподібну залозу плоду $0,72 \pm 0,14$ Гр). На етапах дослідження через 4,5 міс та 10 міс після народження встановлена розкоординованість у функціонуванні гіпофіз-тиреоїдної системи, порушення проантиоксидантної рівноваги.

В експериментальному дослідженні на 48 статевозрілих білих лабораторних щурах обох статей з визначення віддалених біологічних ефектів у першого покоління нащадків тварин, які зазнали впливу інкорпорованого ^{131}I (введення 27,5 кБк радіонукліда за добу до спаровування), встановлено різноспрямовані зміни концентрації гормонів щитоподібної залози та гіпофізу, що вказують на порушення у функціонування гіпофіз-тиреоїдної та гіпофіз-гонадної ланок ендокринної регуляції. Зміни концентрації гормонів щитоподібної залози та гіпофізу, ТБК-активних продуктів, ліпідів, ліпопротеїдів різної густини та активності супероксиддисмутази характеризують посилення процесів ліпопероксидації, порушення про-антиоксидантної рівноваги.

У щурів другого покоління, народжених від першого покоління опромінених тварин, гормональні показники вказують на сталий рівень трийодтиронину і тироксину, зниженням вмісту ТТГ в сироватці крові самок, народжених від обох опромінених батьків, підвищенням концентрації тестостерону у самок, народжених від опромінених самців. Метаболічні зміни в сироватці крові в щурів всіх досліджуваних груп мають помірний характер у порів-

нянні з даними у щурів першого покоління.

Основні результати гематологічних досліджень у тварин, які були задіяні в експерименті, були використані для відбору особин, яким було введено ^{131}I і проведено спаровування. Виведені з експерименту тварини були обстежені, при тому суттєвих змін гематологічних показників у порівнянні з контролем визначено не було. У тварин першого покоління встановлено помірний лейкоцитоз, – у народжених від обох опромінених батьків, а також зменшення кількості малих лімфоцитів.

У щурів другого покоління (самців) визначені зміни гематологічних показників, що проявляються збільшенням кількості тромбоцитів в групі тварин, народжених від обох опромінених батьків першого покоління, зменшенням кількості тромбоцитів в групі тварин, народжених від опромінених самок першого покоління, збільшенням кількості моноцитів.

У щурів другого покоління (самок) визначені зміни гематологічних показників, що проявляються збільшенням кількості тромбоцитів у тварин всіх дослідних груп (народжених від опромінених батьків першого покоління), збільшенням кількості моноцитів у тварин, народжених від опромінених самок першого покоління.

Окремі зміни кількісних гематологічних показників не мають закономірного характеру, в цілому можуть розглядатися як збільшення або зменшення діапазону індивідуальних показників.

РЕЗУЛЬТАТИ ЦИТОГЕНЕТИЧНОГО МОНІТОРИНГУ ГРУПИ ПЕРСОНАЛУ, ЯКИЙ ВИКОНУВАВ РОБОТИ ЗІ СПОРУДЖЕННЯ ЗАХИСНОГО КОНТУРУ НОВОГО КОНФАЙМЕНТУ В ЗОНІ ЧАЕС

**Л. В. Тарасенко¹, Т. В. Циганок¹, В. А. Курочкіна¹,
Л. К. Бездробна¹, Л. І. Швайко², В. О. Сушко²**

¹ *Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

² *ДП «Національний науковий центр радіаційної медицини» НАМН України, Київ*

Роботи зі спорудження Нового конфайнменту в зоні ЧАЕС виконуються в екстремальних радіаційно-гігієнічних умовах на робочих місцях.

Метою роботи було вивчення частоти цитогенетичних пошкоджень у лімфоцитах периферійної крові осіб підрядного персоналу ДСП ЧАЕС при опроміненні в межах доз професійних лімітів та контроль даних фізичної дозиметрії.

Проведено цитогенетичне обстеження 30 осіб з підрядного персоналу ЧАЕС (вік 22 - 60 років), які, згідно з даними фізичної дозиметрії, отримали дози зовнішнього опромінення 4,94 - 38,47 мЗв і внутрішнього – 0 - 2,4 мЗв. Використано класичний метод аналізу рівномірно забарвлених хромосом лімфоцитів периферійної крові. Від кожної особи проаналізовано 500 - 1000 метафазних пластинок.

Результати аналізу показали, що у чотирьох обстежених осіб біологічні дози опромінення, визначені за частотою специфічних маркерів недавнього опромінення (нестабільних обмінів зі супроводжуваним фрагментом), вірогідно перевищували дози зафіксовані методами фізичної дозиметрії. У решті обстежених індивідуальна частота дицентричних і кільцевих хромосом з фрагментом була в межах середньопопуляційних значень, хоча середньогруповий показник перевищував значення у групі порівняння. Після зовнішнього опромінення в дозах 4,94 - 18,65 мЗв середня частота радіаційних маркерів у лімфоцитах крові не відрізнялася від контрольного рівня. Вірогідне збільшення їхньої частоти виявлено після доз 20,57 - 38,47 мЗв. Частота вільних ацентричних фрагментів та типових моноцентриків змінювалася не суттєво.

Виявлено поодинокі клітини з двома хромосомними обмінами та мультиаберантну клітину, що містила дицентрик з фрагментом та множинні парні точкові фрагменти. Також, виявлено клітини з однією – двома фрагментованими хромосомами, що, ймовірно, свідчить про початок апоптичного процесу. Вважаємо, що такі клітини, як і мультиаберантна, обумовлені інкорпорацією ізотопів ^{137}Cs , ^{90}Sr та трансуранових елементів у складі радіоактивних аерозолів. У групі порівняння таких клітин не спостерігали.

Таким чином, представлені результати підтверджують вплив радіаційного чинника на персонал при виконання робіт в локальній зоні ЧАЕС та необхідність проведення їхнього цитогенетичного контролю.

НЕЙРОБІОЛОГІЧНІ ЕФЕКТИ ВНУТРІШНЬОУТРОБНОГО ОПРОМІНЕННЯ ЩУРІВ ^{131}I

**Є. В. Тукаленко¹, Є. М. Прохорова¹, Н. П. Атаманюк¹, І. Р. Дмитрієва¹,
І. І. Тубальцева², І. П. Дрозд³, А. І. Липська³, В. В. Талько¹**

¹ *Національний науковий центр радіаційної медицини НАМН України, Київ*

² *Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ*

³ *Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

Порівняльна оцінка експериментальних і клінічних радіонейроембріологічних робіт підтверджує радіовразливість центральної нервової системи до дії іонізуючої радіації. Наші клінічні дослідження внутрішньоутробно опромінених осіб, що проживають на радіоактивно забруднених територіях після аварії на ЧАЕС, у порівнянні з експериментальними результатами внутрішнього опромінення ^{131}I свідчать про наявність когнітивного дефіциту та емоційно-поведінкових розладів, що можуть бути пов'язані з порушенням кортикально-гіпокампального нейрогенезу внаслідок опромінення.

Експериментальні дослідження проведені на 24 щурах-самцях лінії Вістар (11 – внутрішньоутробно опромінені ^{131}I і 13 – контрольні – інтактні) розведення віварію Інституту фізіології ім. О. О. Богомольця НАН України. Створення експериментальної моделі пренатального опромінення щурів пе-

редбачало одноразове введення ^{131}I вагітним самкам з початковою масою 200 ± 15 г в середині гестаційного періоду радіоізоотопу активністю, що формує дозу 5,0 Гр на їхню щитоподібну залозу. Тварин утримували в стандартних умовах віварію.

Вивчення кінетики розподілу ^{131}I в організмі щурів і розрахунки дози опромінення плоду здійснено в Інституті ядерних досліджень НАН України. В основу методики розрахунку доз покладено експериментально отримані результати щодо вмісту ^{131}I у зародку та плоді на різних стадіях вагітності самок, а також літературні дані щодо динаміки ембріонального розвитку щурів та формування і розвитку у плоду щитоподібної залози.

Вплив внутрішньоутробного опромінення *in utero* ^{131}I на поведінкові аспекти активності та тривожності щурів досліджували з використанням тестів відкритого поля, піднятого хрестоподібного лабіринту, чорно-білої та човникової камери.

За результатами тестування у відкритому полі не виявлено достовірних відмінностей між контрольною та експериментальною групами тварин. У тесті хрестоподібного піднятого лабіринту здебільшого також не виявлено достовірних відмінностей між контрольними тваринами та опроміненими щурами. Водночас, було знайдено вірогідну різницю ($p < 0,001$) у показнику дослідницької активності – кількості вертикальних стійок, який у контрольних щурів становив 8,4 вставань на задні лапи у порівнянні з 15,5 стійок у опромінених тварин. Зважаючи на здебільшого відсутність відмінностей у тесті хрестоподібного піднятого лабіринту (за винятком показника кількості вертикальних стійок), можна дійти висновку, що внутрішньоутробне опромінення ^{131}I призводило до певного підвищення рівня дослідницької активності, проте не впливало на тривожність тварин в цілому.

У тесті чорно-білої камери було знайдено незначну різницю у показниках тривожності між групами. Рівні показників кількості виглядань з темного відсіку та латентного періоду цих виглядань статистично не відрізнялися між групами. Водночас, було знайдено достовірну різницю за показником тривалості перебування у освітленому відсіку, який становив у контрольних тварин 0 с та був значно більшим в опромінених *in utero* тварин – 27,5 с, ($p < 0,05$). Таким чином, результати тестування у чорно-білій камері разом з даними, отриманими у тестах відкритого поля та піднятого хрестоподібного лабіринту, дають змогу зробити висновок, що опромінення ^{131}I *in utero* призводило до підвищення рівня дослідницької активності, проте суттєвих змін рівня тривожності тварин при цьому не відбувалося.

**ПРОДУКЦІЯ АНТИФОСФОЛІПІДНИХ АНТИТІЛ У ЩУРІВ
ПРИ ОПРОМІНЕННІ І ВЖИВАННІ ВІДВАРУ
З SIDERITIS CLANDESTINA**

**А. В. Чернишов¹, С. В. Андрейченко¹, А. В. Клепко¹,
О. С. Ватліцова¹, Б. В. Донської²**

¹ ДУ «Національний науковий центр радіаційної медицини НАМН України», Київ

² ДУ «Інститут педіатрії, акушерства і гінекології НАМН України», Київ

Антифосфоліпідні антитіла (АФЛА) – антитіла проти фосфоліпідів власного організму, які, якщо перебувають у організмі у високих титрах, призводять до патологічних станів, зокрема – до викиднів, та стану, що його названо антифосфоліпідний синдром – АФС. Ми у попередніх дослідженнях виявили АФЛА в учасників ліквідації наслідків аварії на Чорнобильській атомній електростанції у віддалений після опромінення період, і у ряді випадків клініко-лабораторні дані могли свідчити про наявність у даних пацієнтів АФС. У даній роботі ми дослідили у експериментах на тваринах можливість індукції у них АФЛА і вплив радіації та біостимуляторів на їхнє утворення. З біостимуляторів був обраний відвар з листя рослини *Sideritis Clandestina*. *Sideritis Clandestina* (SC) – це рослина, що росте у гірських та напівгірських місцевостях Греції (Пелопонес). Досліди проводилися на 64 молодих щурах самках, що не рожали. Серед них 36 щурів (дослідна група) були опромінені в дозах 0,5 Гр, 1 Гр та 2 Гр за допомогою гамма-опромінення. Первинно імунізували щурів 10 млн. клітин Yurkatt у 1мл з повним ад'ювантом Фрейнда (ПАФ) (1 мл) та препаратом Тимостимулін (фірма Serono) (TP-1) (Швейцарія) (0,1 мл). Через 12 діб щурів імунізували 5 млн. клітин K-562 (1 мл) та 10 млн. лейкоцитів периферійної крові людини (ЛПКЛ), стимульованих міогеном – PWM - 1,5 мл. Ще через 8 діб щурів імунізували 1,5 мл ПАФ та 0,5 мл суміші клітин K-562 (10 млн) з лейкоцитами периферійної крові людини (ЛПКЛ) (5 млн) (PWM-стимульованими). Ще через 7 діб щурів імунізували 5 млн. клітин K-562 0,5 мл та 10 млн. ЛПКЛ (мітоген-(PWM) – стимульованих) у 1,5 мл. Для того, щоб відбувся процес апоптозу, клітини оброблялися антибіотиком Staurosporine B (Enzo, Life Sciences) у концентрації 1 мг/мл протягом 1 год. Ці клітини використовували для індукції АФЛА. Через 27 діб після останньої імунізації щурів декапітували и отримували від них кров. Отримана у імунізованих щурів сироватка з високим титром АФЛА використовувалась як стандартна для калібрування кривої імуноферментної реакції. У щурів, які отримали іонізуюче опромінення, були виявлені вірогідно підвищені рівні антифосфатидилсеринових антитіл у порівнянні з неопроміненими щурами. При вивченні дозозалежності рівнів антифосфатидилсеринових антитіл (АФСА) у сироватці опромінених щурів було відмічено тенденцію до підвищення рівня АФСА у сироватці крові з наростанням дози іонізуючого опро-

мінення, але це підвищення не сягало меж вірогідності. При аналізі рівнів АФСА у опроміненних щурів залежно від вживання відвару SC було виявлено вірогідне підвищення рівнів АФСА у щурів, які отримували відвар SC протягом 100 діб та були опромінені у дозах 0,5, 1, 2 Гр. Вивчення антитілоутворення у опроміненних щурів, які вживали відвар SC, залежно від дози іонізуючого опромінення показало, що в усіх групах щурів, які отримували іонізуюче опромінення та вживали відвар SC, рівні АФСА були підвищеними у порівнянні з тими, що були опромінені у тих же дозах, але не вживали відвар SC. Таким чином, різниця між опроміненними і неопроміненними щурами відносно виробки АФСА не така велика, як між опроміненними, що вживали відвар SC і тими, що не вживали його. Тобто при вживанні відвару IC і опроміненні підвищується рівень АФСА.

ПОРУШЕННЯ РОЗВИТКУ НАСІННЕВОГО ПОТОМСТВА ОЧЕРЕТУ ЗВИЧАЙНОГО *PHRAGMITES AUSTRALIS* ЗА УМОВ РАДІОНУКЛІДНОГО ЗАБРУДНЕННЯ ВОДОЙМ

А. А. Явнюк¹, Н. Л. Шевцова², Д. І. Гудков²

¹ *Національний авіаційний університет, Київ*

² *Інститут гідробіології НАН України, Київ*

Важливим джерелом інформації про вразливість популяцій вищих рослин за умов тривалого низькоінтенсивного іонізуючого опромінення є порушення на ранніх стадіях онтогенезу [1 - 3]. На особливу увагу у таких дослідженнях заслуговують вищі водні рослини, які домінують за біомасою у заплавах водойм та інтенсивно накопичують радіонукліди з води та донних відкладів, зазнаючи значних дозових навантажень на радіоактивно уражених територіях.

Метою роботи було дослідження порушень розвитку насінневого потомства типового представника повітряно-водних рослин, очерету звичайного, у водоймах Чорнобильської зони відчуження (ЧЗВ) за умов тривалого низькоінтенсивного опромінення.

Насінневий матеріал відібрано з суцвіть очерету з водойм ЧЗВ – озер Глибоке, Далеке, Азбучин, Янівського затону, водойми-охолоджувача (ВО) ЧАЕС та водойм з фоновим радіаційним рівнем – Київського водосховища (с. Лютиж) та оз. Вербне (м. Київ). Досліджено комплекс показників розвитку насінневого потомства, а саме показники життєздатності, фізіологічні та морфологічні показники. Розраховані потужності зовнішнього та внутрішнього опромінення батьківських рослин за допомогою програмного забезпечення ERICA Assessment Tool. Для більшості досліджених водойм існує гідрохімічний та гідрологічний опис.

Для вегетуючих рослин, забруднених радіонуклідами водойм ЧЗВ, розрахована потужність поглиненої дози, яка становила 1,9 - 34,0 мкГр/год, а для

водойм з фоновим радіаційним рівнем – не перевищувала 0,036 мкГр/год. Дослідження показників життєздатності насінневого потомства очерету водойм з різним радіаційним навантаженням виявила зміни у динаміці проростання зернівок очерету з полігонних водойм, затримку періоду проростання та низькі значення усіх досліджуваних показників життєздатності. Динаміка ростових процесів кореня та листка паростків насіння рослин із водойм ЧЗВ підпорядковувалася експоненційній дозовій залежності ($R^2 = 0,89 - 0,997$ та $0,93 - 0,999$ відповідно). Ріст кореня та листка паростків насіння рослин, які зазнають фонових дозових навантажень, підпорядковувався лінійній дозовій залежності ($R^2 = 0,75 - 0,99$ і $0,83 - 0,96$ відповідно). Встановлено високий відсоток аномалій у паростків з озер Далеке та Азбучин, Янівського затону р. Прип'ять, оз. Глибоке та ВО ЧАЕС - 76, 65, 69, 58 та 25% відповідно. У паростків насіння рослин водойм з фоновим радіаційним рівнем загальний відсоток аномалій не перевищував 5 %. Факторний аналіз підтвердив значущість впливу низькоінтенсивного радіаційного опромінення на усі досліджувані показники насінневого потомства очерету водойм ЧЗВ. Для деяких тератогенних і фізіологічних порушень, а також низки показників життєздатності встановлено експоненційні дозові залежності.

2. Гродзинский Д.М., Коломиец К.Д., Кутлахмедов Ю.А. и др. Антропогенная радионуклидная аномалия и растения. - К.: Лыбидь, 1991. - 160 с.
3. Geras'kin S., Evseeva T., Oudalova A. Effects of long-term chronic exposure to radionuclides in plant populations // Journal of Environmental Radioactivity. - 2013. - Vol. 121. - P. 22 - 32.
4. Позолотина В.Н., Молчанова И.В., Караваева Е.Н. и др. Современное состояние наземных экосистем Восточно-Уральского радиоактивном следа: уровни загрязнения, биологические эффекты. - Екатеринбург: Гошинский, 2008. - 204 с.

НОВЫЕ КОМПОЗИТНЫЕ ВОЛОКНА ДЛЯ СЕЛЕКТИВНОГО ВЫДЕЛЕНИЯ РАДИОНУКЛИДОВ ИЗ ЗАГРЯЗНЕННЫХ ВОД

Ю. В. Бондарь, Д. О. Богачева, С. В. Кузенко

ГУ «Институт геохимии окружающей среды» НАН Украины, Киев

В связи с тем, что в Украине остро стоит проблема очистки технологических растворов и объектов окружающей среды от радионуклидов, особую актуальность приобретает разработка новых эффективных сорбционных материалов. Для успешного промышленного внедрения они должны иметь такие характеристики как селективность, высокая чувствительность, способных обеспечить очистку больших объемов загрязненных вод и невысокая стоимость. Ни один из двух основных классов сорбционных материалов (органической и неорганической природы) не обладает набором требуемых свойств.

Так, большинство полимерных смол показывают низкую селективность по отношению к радионуклидам, а неорганические сорбенты, как правило, синтезируют в виде ультрадисперсной фазы и, несмотря на их высокую селективность, они малоэффективны при очистке больших объемов загрязненных вод в связи с агломерацией и быстрой потерей сорбционных свойств.

Последние достижения нанотехнологии позволяют решить эту проблему путем синтеза композитных сорбентов, в которых ультрадисперсная сорбционно-активная неорганическая фаза осаждена на поверхность (или внедрена в поры) твердой подложки.

Волокнистые полимеры с функциональными группами являются перспективной твердой подложкой для синтеза композитных сорбентов. Функциональные группы, закрепленные на поверхности волокна, служат центрами формирования неорганической фазы. Подбирая природу функциональных групп, плотность распределения их по поверхности полимерной матрицы волокна, можно создавать условия для формирования неорганических наночастиц, а также контролировать их размер, плотность распределения на поверхности. Ультрадисперсные неорганические частицы-химически закреплены на поверхности полимерной матрицы (через функциональные группы) и не подвержены агломерации в условиях эксплуатации сорбента. Синтезированные композитные волокна, таким образом, объединяют уникальные свойства неорганической фазы (селективность, высокая скорость химических реакций) и технологические свойства волокнистой матрицы (высокая удельная поверхность, гидравлическая проницаемость).

Для эффективного извлечения радионуклидов (Cs, Sr, U) из мультikomпонентных растворов нами были синтезированы композитные сорбенты путем *in situ* формирования неорганической фазы (гидроксид железа (ферригидрит), оксид марганца, ферроцианиды K-Ni и K-Cu, гидроксиапатит) на поверхности полиакрилонитрильных волокон. Результаты электронно-микроскопического, рентгенофазового и инфракрасного исследований подтвердили формирование неорганической фазы на поверхности волокон. Синтезированные композитные волокна химически стабильны как в кислых, так и щелочных растворах и показывают высокую скорость адсорбции и эффективность по отношению к радионуклидам при адсорбции из мультikomпонентных растворов.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПОВЕДЕНИЯ ^{137}Cs И ^{241}Am В ПОЧВАХ «РЫЖЕГО ЛЕСА»

**Д. М. Бондарьков, М. В. Желтоножская, Н. В. Кулич,
В. И. Николаев, А. И. Липская, Л. В. Садовников**

Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев

Продолжаются исследования миграции радионуклидов на полигоне «Рыжий лес». В 2016 г. отобраны пробы почвы на глубине 0 - 2 см. На

Ge-спектрометре были проведены измерения спектров отобранных образцов в низкоэнергетической области для определения активности ^{137}Cs по K_{α} -излучению и ^{241}Am по γ 59 кэВ. В результате анализа для основного массива данных было получено соотношение $A(^{241}\text{Am})/A(^{137}\text{Cs}) = (5,2 \pm 0,5) \times 10^{-2}$. Хотелось бы отметить, что это соотношение хорошо коррелируется с данными 2012 г. $A(^{241}\text{Am})/A(^{137}\text{Cs}) = (4,4 \pm 0,6) \cdot 10^{-2}$ и значительно отличается от величины этого же отношения в 2002 г. - $A(^{241}\text{Am})/A(^{137}\text{Cs}) = (2,2 \pm 0,3) \times 10^{-2}$. Также на территории полигона обнаружены участки с аномальными соотношением $A(^{241}\text{Am})/A(^{137}\text{Cs}) = (2,0 \pm 0,1) \cdot 10^{-2}$ и повышенным содержанием ^{90}Sr ($A(^{90}\text{Sr})/A(^{137}\text{Cs}) \sim 2,0$). Проводится обсуждение полученных данных.

ФОТОАКТИВАЦИОННАЯ МЕТОДИКА ОПРЕДЕЛЕНИЯ АКТИВНОСТИ ^{10}Be И $^{59,63}\text{Ni}$

**Д. М. Бондарьков¹, М. В. Желтоножская¹,
В. А. Желтоножский¹, М. Д. Бондарьков², А. М. Максименко²**

¹ *Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев*

² *Международная радиоэкологическая лаборатория, Славутич*

При выводе АЭС из эксплуатации возникает проблема оценки вклада ряда долгоживущих радионуклидов в общую активность конструкционных материалов. К таким радионуклидам в том числе относятся ^{10}Be ($T_{1/2} = 1,6 \cdot 10^6$ лет), ^{59}Ni ($T_{1/2} = 7,5 \cdot 10^4$ лет) и ^{63}Ni ($T_{1/2} = 10^2$ лет). ^{10}Be и ^{63}Ni распадаются чистыми β -излучателями низкой энергии, а ^{59}Ni электронным захватом с $E_{K\alpha} = 7$ кэВ. Для определения активности этих радионуклидов нами предлагается методика, позволяющая оценить примеси стабильных элементов Be, Ni, Co и Nb путем облучения образцов γ -квантами с граничной энергией больше 30 МэВ и с учетом активности ^{60}Co ($T_{1/2} = 5 \times$ лет) и ^{94}Nb ($T_{1/2} = 2,0 \times 10^4$ лет) в исследуемом образце рассчитать активность ^{10}Be и $^{56,63}\text{Ni}$.

КОРРЕЛЯЦИЯ СОДЕРЖАНИЯ ТЯЖЕЛЫХ МЕТАЛЛОВ И СОПУТСТВУЮЩИХ ЭЛЕМЕНТОВ С УДЕЛЬНОЙ АКТИВНОСТЬЮ U^{238} В ПОЧВЕ ХРАНИЛИЩА УРАНОВОЙ РУДЫ «БАЗА С»

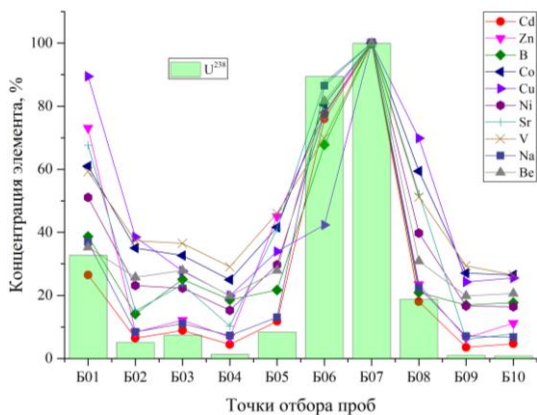
А. М. Валяев, В. Ю. Коровин

Институт геотехнической механики им. Н. С. Полякова НАН Украины, Днепро

Представлены результаты оценки содержания подвижных форм элементов I - III класса опасности As, Cd, Pb, Se, Zn, V, Co, Cr, Cu, Ni, Sb, Al, Ba, Mn, Sr, V и сопутствующих элементов Fe, K, Mg, Na, P, Be в почве хранилища урановой руды «База С». Географические координаты точек отбора опре-

делены с помощью навигатора Garmin-GPS 60 и приведены в [1]. Количественную оценку содержания подвижных форм элементов проводили в кислотной вытяжке 0,1 н раствором HCl на атомно-эмиссионном спектрометре с индуктивно связанной плазмой IRIS Intrepid II (ДСТУ ISO 11885:2005).

Обнаружена корреляционная связь между концентрацией подвижных форм Na, Cd, Be, Ni, B, Co, V, Sr, Zn и Cu и удельной активностью изотопа U^{238} , распределение которого в поверхностном слое почвы хранилища урановой руды «База С» изучено нами ранее [1].



Относительная концентрация элементов и удельная активность изотопа U^{238} .

Численные значения коэффициента корреляции составляют: Na (0,999), Cd (0,993), Be (0,989), Ni (0,982), B (0,970), Co (0,952), V (0,938), Sr (0,926), Zn (0,901) и Cu (0,649), что свидетельствует о том, что часть указанных элементов входит в состав минералов урана с его изоморфным замещением.

1. Валяев А.М., Коровин В.Ю., Лаврова Т.В. // Геотехническая механика: Межвед. сб. научн. тр. / ИГТМ НАН Украины. - Днепропетровск, 2016. - Вып. 129. - С. 242 - 255.

ДОСЛІДЖЕННЯ РАДІАЦІЙНОЇ СТІЙКОСТІ НЕОРГАНІЧНИХ СОРБЕНТІВ В УЖГОРОДСЬКОМУ НАЦІОНАЛЬНОМУ УНІВЕРСИТЕТІ

Г. В. Васильєва

*Ужгородський національний університет, фізичний факультет,
кафедра теоретичної фізики,
Відділення фізики ядра та елементарних частинок, Ужгород*

Протягом 2014 - 2016 рр. у Відділенні фізики ядра та елементарних частинок кафедри теоретичної фізики фізичного факультету УжНУ було досліджено

джено радіаційну стійкість ряду природніх та синтетичних неорганічних сорбентів. Серед них цеоліт Сокирницького родовища Закарпатської області, різні модифікації фосфату титану та цирконій силікату, катіоніт універсальний КУ-86, органічний сорбент СКС. Більшість синтетичних сорбційних матеріалів синтезовані в Інституті Сорбції та проблем Ендоекології НАН України м. Київ. Було досліджено зміну сорбційних властивостей перерахованих сорбентів після опромінення на прикладі поглинання іонів стронцію із розчину стронцій хлориду при рН=7.

Також було досліджено можливість модифікування поверхні фосфату титану комбінованим методом, який включав хімічне модифікування поверхні та опроміненням гальмівними гамма-квантами з максимальною енергією 10 та 24 МеВ, потік гамма-квантів 10^8 квант/см²с. Проведено дослідження характеристик поверхні фосфату титану і цирконій силікату, зняті ІЧ спектри для цирконій силікату та модифікованого і немодифікованого фосфату титану. Деякі зразки фосфату титану і цирконій силікату опромінювали високоенергетичними електронами з енергією 8,6 МеВ потік електронів порядку 10^{11} електрон/см²с.

Показано, що хоча вплив іонізуючого випромінювання носить деструктивний характер, у деяких випадках невисокі флюенси гамма-випромінювання покращують сорбційні характеристики досліджуваних матеріалів.

РОЗВИТОК ЯДЕРНИХ ТЕХНОЛОГІЙ В ІНСТИТУТІ ЯДЕРНИХ ДОСЛІДЖЕНЬ НАН УКРАЇНИ

І. М. Вишневський, О. В. Коваленко

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

На сьогоднішній день сучасне суспільство значно залежить від ядерних джерел енергозабезпечення, а також різноманітних ядерних технологій в харчовій промисловості, медицині, метрології та інших напрямках господарського застосування. Зараз в 31 країні світу працюють енергетичні ядерні реактори, де вони, як правило, забезпечують потужні промислові бази. Проте існує певна проблема – стурбованість суспільства перед ризиком небезпеки від ядерних технологій в умовах зростаючої загрози світового тероризму. Ця стурбованість дещо нівелюється загостренням продовольчої проблеми і, зокрема, питаннями регулювання безпечності та якості харчових продуктів. Актуалізуються потреби консервування і зберігання продуктів харчування за допомогою сучасних технологій, розробка таких технологій та формування нової системи державного контролю якості харчових продуктів.

Зазначене вимагає підтримки і розвитку наукового потенціалу з метою забезпечення в процесі вдосконалення і розвитку ядерних технологій особливо в тих країнах, де напрацьований значний практичний досвід та є науково-технологічна і кадрова база.

За своїм науково-технологічним й кадровим потенціалом, запасами природної сировини Україна відповідає рівню держав, що володіють повним ядерним циклом. Одним з осередків інтелектуального і наукового потенціалу у сфері ядерних технологій є Інститут ядерних досліджень НАН України (ІЯД), де для здійснення робіт і досліджень є висококваліфікований персонал, створені відповідні умови для роботи, наявні науково-технічні установки та пристрої.

Результати, що були отримані в попередні роки колективом науковців ІЯД, дають змогу говорити про прикладне значення отриманих розробок, зокрема – у медицині і фармацевтиці (технології лікування онкохворих на пучках прискорювача, виготовлення радіофармпрепаратів); технології стерилізації та зберігання продуктів; нових технологій в промисловості (науково-технологічним комплексом лабораторії фізико-технічних проблем джерел ядерних випромінювань (ЛФТПДЯВ) виготовляються нейтроноутворюючі метало-тритієві мішені різноманітних типів, розроблено малогабаритні запаяні вакуумні та газонаповнені прискорювальні трубки, генератори нейтронів тощо); роботи із забезпечення екологічної складової та ресурсозбереження тощо.

Крім того, враховуючи особливість світової продовольчої проблеми, зокрема, рішення питань щодо консервування і безпеки харчових продуктів, варто підкреслити, що ядерні технології, націлені на покращення виробництва та зберігання харчових продуктів, за якими є змістовні розробки у колективу ІЯД, отримують конкретний шанс зайняти передові позиції на світовому ринку таких послуг. А з набранням чинності ряду євроінтеграційних змін до Закону України «Про основні принципи та вимоги до безпечності та якості харчових продуктів» в редакції від 01.01.2016, який був ухвалений ВР України з метою гармонізації законодавства України із законодавством ЄС у сфері безпечності та якості харчових продуктів, зазначене стає підґрунтям для перспективних шляхів подальших прикладних ядерних досліджень.

1. *Бакуменко О.* Державний контроль харчових продуктів: якою має бути система / Голос України від 27.07.2016.
2. *Вишневецький І.М., Гайдар Г.П., Коваленко О.В. та ін.* Радіаційні та ядерні технології в Інституті ядерних досліджень НАН України: монографія / НАН України, Ін-т ядерних досліджень. - К.: Ін-т ядерних досліджень, 2014. - 176 с.
3. *Закон України «Про основні принципи та вимоги до безпечності та якості харчових продуктів»* від 23.12.1997 № 771/97-ВР. Редакція від 01.01.2016, підстава 867-19.

ДИНАМИКА ДОЗЫ ОБЛУЧЕНИЯ РЫБ ВОДОЕМОВ РАЗНОГО ТРОФИЧЕСКОГО УРОВНЯ

Е. Н. Волкова, В. В. Беляев, А. А. Пархоменко, С. П. Пришляк

Институт гидробиологии НАН Украины, Киев

Одним из методов защиты водных объектов от загрязнения является экологическое нормирование, базирующееся на определении безопасных для

живых организмов уровней содержания загрязнителей в окружающей среде. При нормировании радиационного загрязнения необходимо учитывать то, что радиационные эффекты зависят от поглощенной дозы, т. е. необходим переход от активности радионуклида в компонентах водоемов к формируемым в живых организмах дозам. Доза облучения наиболее радиочувствительных гидробионтов – рыб зависит от их поведения. За пределами зоны отчуждения ЧАЭС повышенные уровни радиоактивности формируются ^{137}Cs . Поэтому цель работы – проследить динамику и определить особенности формирования мощности дозы облучения рыб в водоемах разного трофического статуса после однократного поступления ^{137}Cs .

При моделировании водные массы представляли двумя камерами, из которых радионуклид независимо сорбируется верхним слоем донных отложений. Предполагалось, что содержание радионуклида в абиотических компонентах в десятки раз больше, чем в биотических. Организм рыб представляли в виде 3-х камер, связанных только уравнением баланса; каждая камера характеризовалась своим парциальным вкладом и скоростью выведения ^{137}Cs . Поступление радионуклида в организм рыбы предполагалось пропорциональным его концентрации в воде. Необходимо отметить, что данное допущение в общем случае справедливо только для «мирных» видов рыб. Было принято, что коэффициент накопления ^{137}Cs таких видов рыб в эвтрофном водоеме равен 1000, в олиготрофном – 2000 л/кг. Параметры перераспределения ^{137}Cs в водоемах разного трофического статуса, параметры модели содержания ^{137}Cs в организме рыб и оценка времени пребывания рыб в зоне влияния излучения донных отложений определены в экспериментальных и натурных исследованиях. При расчете дозовых нагрузок от инкорпорированного радионуклида учитывали только энергию его бета-излучения, от внешнего облучения – гамма-излучения. Облучение водными массами рассчитывали в геометрии «бесконечного» облака. Доза облучения рыб, формируемая излучением донных отложений, принималась равной удельной энергии, поглощаемой в 20-ти см слое воды от «тонкого» источника. Принято, что средняя глубина олиготрофного водоема в 2,5 раза больше, чем эвтрофного. Плотность выпадений на зеркало водоемов разного статуса была принята одинаковой. Расчеты проводили для бентосоядных видов рыб леща и плотвы.

Установлено, что через месяц после однократного поступления ^{137}Cs в водоем мощность дозы облучения рыб, формируемая излучением водных масс, не будет превышать 1 % от интегральной мощности поглощенной дозы. Максимальная мощность дозы у рыб в эвтрофном водоеме будет наблюдаться через 0,33 года после поступления ^{137}Cs в водоем; в олиготрофном – через 1,0 - 1,1 года; периоды, когда мощность дозы составит более 90 % максимальной величины – 0,22 - 0,52 и 0,6 - 1,9 года соответственно.

Через 7 лет в эвтрофном водоеме 50 % интегральной мощности дозы облучения рыб будет сформировано внешними источниками, через тридцать лет – до 85 %. В олиготрофном водоеме поглощенная организмом рыб доза

будет формироваться инкорпорированным ^{137}Cs , а через 30 лет после его поступления доля внешнего облучения в формировании дозы не будет превышать 10 %.

Результаты моделирования особенностей формирования поглощенной дозы облучения рыб подтверждаются оценками дозовых нагрузок у рыб водоемов разного трофического статуса.

РАДИОЭКОЛОГИЧЕСКОЕ СОСТОЯНИЕ ВОДОЕМА-ОХЛАДИТЕЛЯ ЧЕРНОБЫЛЬСКОЙ АЭС НА СТАДИИ ВЫВЕДЕНИЯ ИЗ ЭКСПЛУАТАЦИИ

**Д. И. Гудков¹, С. И. Киреев², А. Е. Каглян¹,
С. М. Обризан², А. Б. Назаров², В. В. Беляев¹**

¹ *Институт гидробиологии НАН Украины, Киев*

² *Государственное специализированное предприятие «Экоцентр» ГАЗО Украины*

Водоем-охладитель (ВО) Чернобыльской АЭС (ЧАЭС) является одним из наиболее загрязненных радионуклидами водоемов Чернобыльской зоны отчуждения. В мае 1986 г. радиоактивность воды ВО определялась в основном ^{131}I и другими короткоживущими радионуклидами, и составляла по одним источникам 1 - 5 кБк/л (Kryshev, 1995), по другим – достигала порядка 10^5 Бк/л (Казаков и др., 1994). Плотность загрязнения донных отложений ВО ^{90}Sr в начале 1990-х составляла $14,8 \text{ ГБк/км}^2 - 24,3 \text{ ТБк/км}^2$, а $^{137}\text{Cs} - 0,4 - 28,4 \text{ ТБк/км}^2$ (Казаков и др., 1994).

ВО ЧАЭС является искусственным водоемом, расположенным на правобережной территории поймы р. Припять. Берега водоема были сформированы частично надпойменной террасой, а преимущественно защитной дамбой протяженностью 25 км, шириной 70 - 100 м и высотой 5,7 м. До начала спуска воды в ВО его длина составляла 11 км, средняя ширина – 2 км, площадь – $22,7 \text{ км}^2$, преобладающая глубина – 4 - 7 м, а на отдельных участках – 18 - 20 м, объем – 149 млн. м³.

В 2008 г. в рамках «Программы снятия с эксплуатации Чернобыльской АЭС» было принято решение о выведении из эксплуатации ВО, что предусматривало его спуск. В конце 2014 г. после прекращения подкачки воды началось естественное снижение уровня в воды водоема, преимущественно за счет фильтрации воды через тело ограждающей дамбы. Примеров и аналогов вывода из эксплуатации водоема-охладителя такого размера и степени загрязнённости, а также трансформации экосистемы в условиях снижения уровня воды не существует.

Снижение уровня воды в ВО на современном этапе привело, в первую очередь, к резкому изменению гидрологического, гидробиологического и гидрохимического режимов. В феврале 2017 г. уровень воды снизился на 4,5 м, а объем водных масс сократился приблизительно на 70 %. На месте ВО

сформировалось 3 водоема различные по площади и объему. Появились отмели и многочисленные острова, зарастающие в период вегетации воздушно-водной растительностью. Отмечена массовая гибель перифитонных (прикрепленных) сообществ растений и животных (в первую очередь двустворчатых моллюсков), а также макрофитов литорали, что привело к органическому загрязнению экосистемы водоема и ухудшению его санитарно-биологических показателей. За период 2015 - 2016 гг. удельная активность ^{90}Sr и ^{137}Cs в воде увеличилась на 35 - 40 %. Для высших водных растений в 2016 году, вследствие ежегодного обновления фитомассы, отмечено увеличение концентрации радионуклидов в тканях на 20 - 30 % по сравнению с 2014 г. Достоверного увеличения удельной активности радионуклидов в моллюсках и рыбе за период снижения уровня воды нами не зарегистрировано.

Вследствие изменения гидрологического и гидрохимического режима ВО, в последующие годы можно ожидать изменение физико-химических форм радионуклидов в донных отложениях, их переход в растворенное состояние и более интенсивное накопление живыми организмами.

1. Казаков С.В., Вовк П.С., Фильчагов Л.П. Радиоэкологическое состояние пруда-охладителя ЧАЭС // Проблемы Чернобыльской зоны відчуження. - 1994. - № 1. - С. 129 - 138.
2. Kryshev I.I. Radioactive contamination of aquatic ecosystems following the Chernobyl accident // Journal of Environmental Radioactivity. - 1995. - Vol. 27. - P. 207 - 219.

СИСТЕМНИЙ ПІДХІД ДО УПРАВЛІННЯ РАДІАЦІЙНИМИ РИЗИКАМИ

О. С. Задунай¹, К. В. Кохичко²

¹ Державний науково-дослідний інститут спеціального зв'язку
та захисту інформації, Київ

² Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

У зв'язку з ускладненням умов наукової діяльності, наростаючим різноманіттям джерел іонізуючих випромінювань і можливих радіаційних наслідків, їх необхідно розглядати в системному зв'язку з іншими факторами і параметрами. Управління радіаційною безпекою повинно бути інтегровано в загальноорганізаційний процес, мати свою стратегію, тактику, оперативну реалізацію. Важливо не тільки здійснювати оптимальне управління радіаційною безпекою, але і періодично переглядати заходи та засоби такого управління.

Першим актом управління радіаційною безпекою безсумнівно є усвідомлення проблеми радіаційного ризику та його наслідків. При цьому під ризик-проблемою розуміється неприпустимо велика неузгодженість між потребою в радіаційній безпеці і реальний рівень радіаційного ризику в процесі науко-

во-технічної діяльності. Управління радіаційною безпекою стає актуальним після виявлення ризик-проблеми.

Для забезпечення системного підходу в управлінні радіаційною безпекою аналіз повинен бути системним. При такому аналізі радіаційні ризики досліджують в їхньому взаємному зв'язку, з урахуванням ймовірності та особливостей прояву конкретної аварійної ситуації. Для аналізу радіаційного ризику і встановлення його допустимих меж у зв'язку з вимогами радіаційної безпеки, а також прийняття управлінських рішень необхідні:

- наявність інформаційної системи, що дає змогу здійснювати оперативний контроль існуючих джерел небезпеки і стан об'єктів можливого радіаційного ураження;
- відомості про ймовірні напрями господарської діяльності, проекти і технічні рішення, які можуть впливати на рівень радіаційної безпеки, а також програма для ймовірнісної оцінки пов'язаного з ними ризику;
- експертиза радіаційної безпеки та порівняння альтернативних проектів і технологій, що є джерелами радіаційного ризику;
- розробка техніко-економічної стратегії підвищення радіаційної безпеки та визначення оптимальної структури витрат для управління величиною радіаційного ризику та її зниження до прийняттого рівня з соціальної та економічної точок зору;
- складання ризикових прогнозів і аналітичне визначення рівня ризику, при якому припиняється ріст числа радіаційних уражень;
- формування організаційних структур, експертних систем і нормативних документів, призначених для виконання зазначених функцій і процедури прийняття рішень.

^{137}Cs В ПОЧВАХ ЗОНИ ОТЧУЖДЕНИЯ ЧАЭС

Н. Е. Зарубина, О. Л. Зарубин

Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев

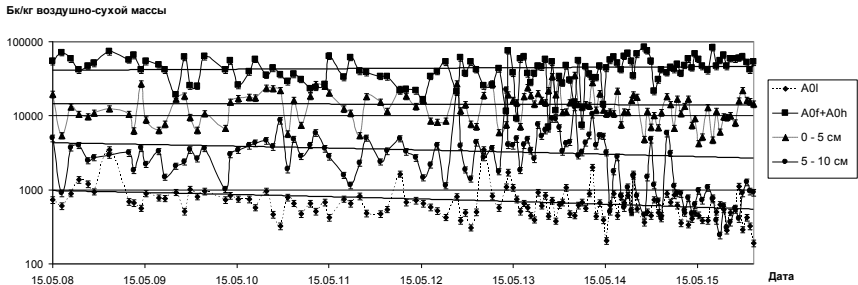
Целью работы было исследование сезонных изменений содержания ^{137}Cs в лесных почвах и влияние метеорологических условий (количество осадков и температуры воздуха) на этот процесс.

Исследования удельной активности ^{137}Cs в лесных почвах зоны отчуждения ЧАЭС проводились на двух полигонах – Лелев и Парышев. Отборы проб проводились методом конверта послойно (A0l, A0f+A0h, 0 – 5 и 5 – 10 см) в период с 2008 по 2015 гг. С февраля 2008 г. по март 2013 г. пробы отбирались 1 раз в месяц, с апреля 2013 г. – 1 раз в 2 недели. Результаты измерений содержания ^{137}Cs в почвах были пересчитаны на дату 26.04.1986.

В результате проведенных исследований не удалось установить зависимости между колебаниями содержания ^{137}Cs в почве от сезона. Максимальные значения этого показателя отмечаются в разное время в течение календарно-

го года. Содержание ^{137}Cs в одном и том же слое почв может изменяться в 10 раз на протяжении 2-х недель.

На рисунке приведены результаты измерений удельной активности ^{137}Cs в почве послойно на полигоне «Лелев». Линии тренда указывают на то, что за период исследований содержание этого радионуклида в слое A0f+A0h и верхнем 0 - 5 см слое почв практически не изменился. Отмечено снижение содержания ^{137}Cs в 5 - 10 см слое почв и слое A0l. Такие же результаты установлены и для полигона «Парышев».



Удельная активность ^{137}Cs в почве полигона «Лелев».

Были рассчитаны коэффициенты корреляции (r) между колебаниями значений удельной активности ^{137}Cs в различных слоях почвы. Максимальные коэффициенты были установлены для слоев 0 - 5 см и 5 - 10 см почвы на полигоне «Парышев» - +0.597, для полигона «Лелев» коэффициент корреляции ниже и равен +0.492. Во всех остальных случаях r не превышает 0.2.

Не было установлено зависимости колебаний содержания ^{137}Cs в разных слоях почвы от количества осадков за разные периоды, предшествующие пробоотборам, а также от температуры воздуха. Коэффициенты корреляции не превышали 0.2.

Анализируя полученные результаты можно сделать вывод, что лесная почва является гетерогенной средой и установить какие-либо закономерности изменения удельной активности ^{137}Cs в ней в связи с этим является практически невозможным.

ДОЗОВІ НАВАНТАЖЕННЯ НА РИБ ЧОРНОБИЛЬСЬКОЇ ЗОНИ ВІДЧУЖЕННЯ

О. Є. Кагляр¹, Д. І. Гудков¹, О. Б. Назаров², Л. П. Юрчук¹, О. О. Гупало¹

¹ Інститут гідробіології НАН України, Київ

² Державне спеціалізоване підприємство «Екоцентр» ДАЗВ України

Радіонукліди, які надходять у водойми, включаються в біогеохімічні цикли і мігруючи по харчовій мережі ефективно накопичуються верхніми

трофічними рівнями, що в більшості прісноводних екосистем займають риби. Особливу актуальність ці процеси набули в Чорнобильській зоні відчуження (ЧЗВ), більшість водойм якої, незважаючи на 30-річний період, що минув після аварії і до тепер характеризуються високими рівнями радіонуклідного забруднення. Важливою складовою досліджень впливу іонізуючого випромінювання на гідробіоти, зокрема на представників іхтіофауни, є оцінка потужності поглинутої дози, яку отримують риби за рахунок зовнішніх та внутрішніх джерел опромінення.

Базові розрахунки дозового навантаження на рибу виконували за допомогою програмного забезпечення ERICA Assessment Tool. Проте методика розрахунку потужності зовнішньої дози опромінення була нами істотно розширена і виконувалась у декілька етапів, що дозволило врахувати зміни дозового навантаження, яке отримують різні види під час добових та сезонних міграцій у водоймі. За для цього перш за все було проаналізовано видові особливості поведінки риб у водоймі, а також рівні радіонуклідного забруднення донних відкладів різних екологічних зон – зимувальних ям, прибережних територій, а також місць нагулу і нересту риб. Були розраховані потужності загальної поглинутої дози для головних представників іхтіоценозів водойм з різним гідрологічним режимом та рівнем радіонуклідного забруднення у ЧЗВ. Наші оцінки свідчать, що потужність поглинутої дози опромінення, при якій враховуються особливості сезонної міграції риб у водоймі, може збільшитися у 1,5 - 3 рази у порівнянні зі стандартними методами розрахунку за допомогою наведеного вище програмного забезпечення.

Побудований ряд зменшення потужності поглиненої дози для різних видів риб водойми-охолоджувача ЧАЕС виглядає наступним чином (мкГр/год): 33,2 (лин звичайний *Tinca tinca* L.) > 22,4 (карась сріблястий *Carassius gibelio* Bloch) > 18,4 (сом звичайний *Silurus glanis* L.) > 16,6 (окунь *Perca fluviatilis* L.) > 16,4 (плітка звичайна *Rutilus rutilus* L.) > 12,0 (щука *Esox lucius* L.) > 11,6 (краснопірка *Scardinius erythrophthalmus* L.). На прикладі лина звичайного, який, за нашими даними, отримує максимальні дозові навантаження, досліджені водойми ЧЗВ за зменшенням потужності поглиненої дози можна розташувати у наступний ряд: оз. Глибоке (339,0) > оз. Азбучин (149,2) > Янівський затон (41,0) > водойма-охолоджувач ЧАЕС (33,2 мкГр/год). У русловій ділянці р. Прип'ять (в межах ЧЗВ) дозові навантаження на рибу становлять 0,02 - 0,08, а у водоймах з фоновими рівнями радіонуклідного забруднення (за межею ЧЗВ) – в середньому близько 0,007 мкГр/год.

За даними наших досліджень максимальні дози опромінення отримують придонні види риб – лин звичайний та карась сріблястий. В оз. Глибоке впродовж останніх 5 років потужність загальної дози опромінення для представників цих видів становить 2,97 та 2,11 Гр/рік відповідно. Основним радіонуклідом, який обумовлює зовнішнє опромінення риб ЧЗВ є ^{137}Cs . Для представників іхтіофауни замкнута і умовно непроточна водойма ЧЗВ головним дозоутворювачем внутрішнього опромінення риб є ^{90}Sr , внесок якого становить 61- 93 % потужності дози, отриманої від інкорпорованих радіонуклідів.

ОЦІНКА ВПЛИВУ ЗАПОРІЗЬКОЇ АЕС НА ЗАБРУДНЕННЯ ВОДНИХ ОБ'ЄКТІВ ШТУЧНИМИ РАДІОНУКЛІДАМИ

В. В. Канівець, Г. В. Лаптев, Г. А. Деркач, Г. В. Лісовий

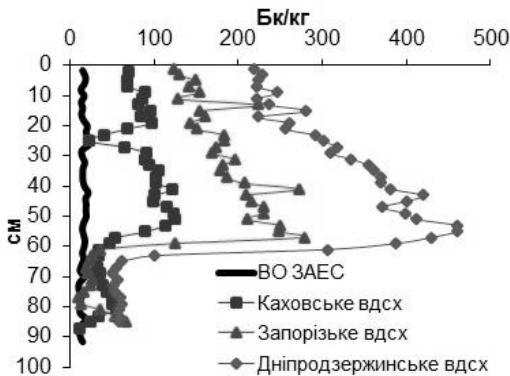
Український гідрометеорологічний інститут, Київ

Донні мулові відклади водойм в місцях стабільного мулонакопичення в процесі свого утворення фіксують в собі інформацію про умови навколишнього середовища, характерні для моменту їхнього утворення. У результаті відбувається безперервний запис геохімічної, біологічної, кліматичної та іншого роду інформації за період, протягом якого ці відклади виникли.

Цю властивість донних відкладів було використано нами, щоб оцінити можливі надходження штучних радіонуклідів у водне середовище внаслідок роботи Запорізької АЕС. Таке дослідження було проведено фахівцями УкрГМІ двічі – в 1994 та 2012 рр. В обох випадках було відібрано колонки донних мулових відкладів у найглибшому місці ВО ЗАЕС і на прилеглій до ЗАЕС глибоководній ділянці Каховського водосховища поза зоною можливо-го впливу скидів з АЕС.

У 1994 та 2012 рр. із штучних гамма-випромінюючих радіонуклідів у донних відкладах ВО ЗАЕС та Каховського водосховища було виявлено тільки ^{137}Cs . Короткоживучі радіонукліди, включаючи ^{134}Cs , були відсутні.

В обох колонках донних відкладів 1994 р. виразно виділяється шар «чорнобильського» забруднення, активність «чорнобильського» ^{137}Cs у мулових відкладах ВО ЗАЕС (в середньому 650 Бк/кг) виявилася в 3 рази вищою, ніж у мулових відкладах Каховського водосховища. У ВО ЗАЕС «чорнобильський» ^{137}Cs надійшов виключно атмосферним шляхом, підвищену інтенсивність випадань на водне дзеркало ВО ЗАЕС можна пояснити високою концентрацією водяного пару над ВО навесні 1986 р., що, на нашу думку, спричинило додаткове перехоплення ^{137}Cs (який перебував в атмосфері в конденсаційній формі).



Питома активність ^{137}Cs в поверхневому шарі мулових відкладів дніпровських водосховищ і ВО ЗАЕС на ділянках стабільного мулонакопичення, 2012 р., УкрГМІ.

У 2012 р. активність ^{137}Cs у верхньому 1-метровому шарі мулових відкладів ВО ЗАЕС становила 12 - 23 Бк/кг у розрахунку на суху вагу відкладів. Такий рівень активності мулових відкладів є сучасним фоновим рівнем, який сформувався у замкнених водоймах віддалених від Чорнобильської АЕС територій України. Шар «чорнобильського» забруднення, який було виявлено нами в 1994 р., імовірно, було розмито через продувки ВО ЗАЕС, інтенсивність яких після 1994 р. підвищилася. Низкий рівень вмісту ^{137}Cs у донних відкладах ВО ЗАЕС (рисунок), а також відсутність у них інших штучних гамма-випромінюючих радіонуклідів є свідченням безпечної роботи Запорізької АЕС. Таким чином, чорнобильське забруднення ВО ЗАЕС виявилось хоча і короткоплинним, але найпомітнішим за період існування цієї водойми.

PROMISING RESEARCH RADIOECOLOGY OF TRITIUM IN EUROPE

O. V. Kovalenko¹, V. Stehel², O. O. Kryvazhych³

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

²Institute of Technology and Business in Ceske Budejovice, Czech Republic

*³Institute of Telecommunications and Global Information Space,
National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv*

Elevated concentrations of tritium in the environment associated with producing, handling and managing the radioactive form of hydrogen at nuclear facilities have the great public and scientific concern.

Since 1970 the Institute for Nuclear Research of NAS of Ukraine has been conducting researches of tritium. In 2015 the laboratory of physical-technical problems of sources of nuclear radiation of Institute for Nuclear Research of NAS of Ukraine was oriented to the solution of questions of radioecology tritium. In two years work a bit of statistical data have been already processed; models the migration of tritium in a variety of environments have been constructed; the primary computer program to describe the distribution of tritium in the environment has been developed and plants that within a certain period of the development of the vegetation accumulate tritium have been identified. It was decided to unite efforts in creating new approaches and innovative solutions in regard to organization of radioecological monitoring, for learning professionals. This will create new methods of radiation monitoring on the basis of study of migration of tritium to support safe areas to stay and relax people.

Scientists and researchers at the Institute of Technology and Business in Ceske Budejovice have extensive experience in the study of the ecological environmental problems too. They have the necessary experience to study the physical, chemical and biological basics of different processes in the environment; research environmental safety of building materials; migration of various substances in the environment. The Institute of Technology and Business in Ceske Budejovice has some experience in the creation of appropriate models, methods and information

technologies. The significant fundamental result of these researches is will refinement of the knowledge of mechanisms migration, radiotoxicity, radioecology, radiobiology, dosimetry and metrology of tritium.

1. Rep., 2009. Investigation of the Environmental Fate of Tritium in the Atmosphere. Part of the Tritium Studies Project INFO-0792. Report prepared for the CNSC by EcoMetrix Incorporated in association with RWDI Air Inc. Published by the Canadian Nuclear Safety Commission (CNSC) Catalogue number: INFO-0792.
2. *Kovalenko O.V.* The approaches to modeling to ensure safety from technogenic sources of tritium // *Artificial Intelligence: Scientific Journal.* - 2015. - Vol. 1 - 2 (67 - 68). - P. 99-105.
3. *Kovalenko O., Kryazhych O.* Research of dependencies of migration of tritium in the chain “melting water of the snow cover - plant” // *Technical Sciences and Technologies: Scientific Journal.* - 2016. - Vol. 3 (5). - P. 231 - 239.
4. *Kovalenko O.V., Kryazhych O.O.* The distribution of tritium in the organic matter of plants on the example of the taraxacum // *Mathematical modeling in economy.* - 2016. - No. 3 - 4. - P. 66 - 76.
5. *Florjan Ales, Sevelova Lenka, Zak Jaroslav.* Influence of Environmental Humidity on Mechanical Properties of Natural and Recycled Unbound Materials // *Acta Universitatis Agriculturae et Silviculturae Mendelianae Brunensis.* - 2015, Vol. 63, No 2. - P. 405 - 409.
6. *Senitkova Juhasova, Kraus Ingrid a Michal.* Environmental Perspective of Selected Interior Surface Materials // *Petr Hájek, Jan Tywoniak, Antonín Lupíšek, Kateřina Sojková.* CESB16 - Central Europe towards Sustainable Building 2016 / 1st ed. - Prague: Grada Publishing, 2016. - P. 1304 - 1311.

ДОСВІД ВИКОРИСТАННЯ СЕЛЕКТИВНИХ ЕКСТРАКЦІЙНИХ СМОЛ ДЛЯ ВИЗНАЧЕННЯ РАДІОНУКЛІДІВ U-TH РЯДІВ У ПРОБАХ НАВКОЛИШНЬОГО СЕРЕДОВИЩА

К. О. Кориченський, Т. В. Лаврова

Український гідрометеорологічний інститут, Київ

Екстракційна хроматографія набуває все більшого розповсюдження в світі. Основними перевагами даного методу є селективне виділення декількох радіонуклідів одночасно з однієї проби, доступність реактивів, що використовуються для виділення та відносна легкість виконання робіт.

У роботі наведено результати тестування вище зазначеного методу на основі використання селективних екстракційних смол TEVA та UTEVA (Triskem International, Франція) для визначення природних радіонуклідів U-Th рядів в пробах води та ґрунту.

У смолі UTEVA (Uranium und TEtraValents Actinides) діючим екстрагентом

том виступає дипентил пентилфосфонат DP[PP] який розрахований на екстракцію урану та чотирьохвалентні актиноїди (Th, Pu). Екстрагентом в смолі **TEVA** (**TE**Tra**V**alent Actinides) виступає сіль четвертинного аміну, яка здатна селективно абсорбувати чотиривалентні іони актиноідів. Обидві смоли абсорбують згадані актиноїди у вигляді їхніх нітратних комплексів із розчину азотної кислоти.

Підготовка проби для виконання екстракційної хроматографії потребує дотримання певної умов, а саме: актиноїди повинні бути переведені в азотні комплекси у розчині 3М HNO₃. При роботі з водою можливо використовувати сухий залишок після випарювання або виконати спів-осадження урану та торію з гідроксидами заліза або марганцю. Для ґрунтів попередньо виконується їхнє хімічне розчинення з використанням сірчаної, плавикової та азотної кислот.

Усі селективні екстракційні смоли характеризуються своїм коефіцієнтом ємності (утримання) k' для елемента, що може абсорбуватись на смолі.

Після сорбції азотних комплексів урану та актиноідів(IV) на смолі UTEVA, велика різниця в k' для урану і торію при 4-6М HCl дає змогу селективно виділяти торій зі смоли окремо від урану. Уран, залишаючись в смолі, може бути виділений розчином 1М HCl.

Для смоли TEVA відмінності у k' між HNO₃ і HCl середовищами може бути використано для відділення Th від інших актиноідів. Коли пробу пропускають через смолу в середовищі 3М HNO₃, Pu, Th поглинаються. Торій можна виділити за допомогою 6М HCl, тоді як Pu в цих умовах залишається у смолі.

Використання методу селективної екстракції урану і торію з одного зразка за допомогою смоли UTEVA має і свої обмеження. Так, при визначенні хімічного виходу, внесення мітки U-232 з дочірнім продуктом розпаду Th-228 може ускладнювати визначення вмісту природного Th-228. В такому випадку краще виконувати аналіз вмісту урану і торію окремо.

Слід також зауважити, що смоли мають обмежену буферну ємність, яка становить 100 мг U/г смоли UTEVA та 70 мг Th/г смоли TEVA. Виконуючи роботу з активними пробами, особливо, зі зразками ґрунту або деяких гірських порід обов'язково потрібно брати до уваги цю умову, вона може негативно вплинути на хімічний вихід та привести до помилкового результату. В такому випадку можливе одночасне використання двох колонок з різними смолами в конфігурації TEVA > UTEVA, що дозволить абсорбувати торій та інші актиноїди (IV) на смолі TEVA та залишити тільки уран для сорбції на смолі UTEVA.

Метод може бути застосований у якості експрес-методу - проба ґрунту разом із процесом пробопідготовки, хімічного розчинення, екстракційної хроматографії та електроосадження може бути виконана протягом 8 годин однією людиною. Отриманий досвід дає змогу рекомендувати використання екстракційних смол для виконання якісних аналітичних робіт по визначенню природних радіонуклідів U-Th рядів.

ТЕОРИЯ И МОДЕЛИ РАДИОЕМКОСТИ И НАДЕЖНОСТИ ЭКОЛОГИЧЕСКИХ СИСТЕМ

Ю. А. Кутлахмедов¹, И. В. Матвеева²

¹ *Институт клеточной биологии и генетической инженерии НАН Украины, Киев*

² *Институт экологической безопасности
Национального авиационного университета, Киев*

В докладе будут представлены идеи и методы оценки и исследования радиоемкости и надежности биологических систем. В основе исследования лежат идеи и методы радиобиологии и радиоэкологии.

В работе широко использованы теория и модели радиоемкости и надежности сложных систем. Показана возможность использования в качестве меры надежности биологических объектов параметра радиоемкости. На уровне экосистем таким параметром является величина фактора радиоемкости, с использованием камерных моделей. В результате используя такие параметры получена возможность использования математических моделей надежности и радиоемкости на разных уровнях интеграции биосистем.

Установлено, что для надежности экосистемы, определяемой через поддержание ее биомассы, биоразнообразия и способности к кондиционированию среды обитания, то условие, когда $P \approx 1$, не обеспечивает высокой надежности реальной экосистемы. Тогда как поддержание значений надежности в диапазоне $0,5 < P < 1$ обеспечивает практическую надежность, как отдельно вида в экосистеме, так и экосистемы в целом.

При этом $P \leq 0,5$, что может означать гибель организма и экосистемы, то есть их не способность выжить в изменяющихся условиях среды и при конкуренции со стороны других видов. При значении надежности $P \approx 1$, можно ожидать превращения организма в бесконечно размножающийся, и способный к полному захвату ареала обитания данным видом в экосистеме, что конечно также не желательно. Такая ситуация может привести, при изменении внешних условий, к угнетению и/или гибели всей экосистемы, в целом.

Радиоемкость и надежность экосистемы рассматривается, нами как надежность системы транспорта радионуклида трассера (^{137}Cs) по компонентам экосистемы.

В терминах камерных моделей надежность транспорта радионуклида может быть оценена через скорости миграции радионуклидов по компонентам экосистемы и рассчитывается по формуле для F_j (надежность элемента по удержанию радионуклидов в данном компоненте экосистемы:

$$F_j = \sum a_{ij} / (\sum a_{ij} + \sum a_{ji}),$$

где $\sum a_{ij}$ - сумма скоростей перехода радионуклидов – поллютантов из разных составляющих экосистемы в конкретный элемент ландшафта, или экоси-

стемы, согласно камерных моделей, а $\sum a_j$ – сумма скоростей оттока поллютантов из исследуемой камеры - J – в другие составляющие компоненты экосистемы, сопряженные с ними.

В терминах данного подхода на уровне экосистем, надежность может определяться через параметры радиоемкости, то есть накопления радионуклида ^{137}Cs , как аналога жизненно необходимого макроэлемента – К. Высокая радиоемкость – надежность биотического компонента экосистемы по удержанию и накоплению в нем трассера, свидетельствует о благополучии и жизнеспособности рассматриваемой биотической компоненты экосистемы. Особенность данного подхода в том, что чем лучше надежнее биота экосистемы удерживает радионуклиды трассера, тем меньше радионуклидов поступает к человеку, а значит безопаснее надежнее его существование в режиме природопользования в данной экосистеме (то есть, при минимальных дозовых нагрузках).

МОНІТОРИНГ ЯК ІНСТРУМЕНТ ОЦІНКИ ВПЛИВУ НА НАВКОЛИШНЄ ПРИРОДНЕ СЕРЕДОВИЩЕ СПАДЩИНИ ПІДПРИЄМСТВА З ПЕРЕРОБКИ УРАНОВОЇ СИРОВИНИ ВО «ПХЗ»

**Т. В. Лаврова, О. В. Войцехович, С. В. Годосієнко,
Г. А. Деркач, К. О. Кориченський**

Український гідрометеорологічний інститут, Київ

Протягом більше, ніж 10 років на майданчику колишнього уранового виробництва «Придніпровський хімічний завод» у м. Кам'янське проводяться регулярні спостереження за станом забруднення радіаційно-небезпечних об'єктів і їхніми впливами на опромінення персоналу, населення, а також на забруднення навколишнього природного середовища. Об'єктами програми моніторингу на промайданчику є залишки і елементи інфраструктури колишнього уранового виробництва, хвостосховища, а також об'єкти навколишнього природного середовища: атмосферне повітря, ґрунти, водні об'єкти, підземні води тощо.

Мета програм моніторингу на даному етапі підготовки до системних реабілітаційних заходів, що мають впроваджуватися протягом найближчих 10 років – виконати оцінки відповідності фактичного стану радіоактивного забруднення на майданчику вимогам дотримання радіаційної безпеки, визначити пріоритети об'єктів впливу для реабілітаційного втручання, а також основні шляхи формування ризиків опромінення для персоналу підприємств на майданчику і населення, що проживає на прилеглих територіях.

Регламенти програми моніторингу включали регулярний відбір проб і вимірювання природних радіонуклідів (^{238}U , ^{234}U , ^{230}Th , ^{226}Ra , ^{210}Pb , ^{210}Po , ^{232}Th , ^{40}K тощо) в об'єктах природного середовища, матеріалах залишків уранового виробництва методами гамма- і альфа-спектрометрії, рідинно-сцинтиляцій-

ного лічення, а також альфа- і бета-радіометрії із відповідною радіохімічною підготовкою. Для польових робіт використовували сучасні методи відбору проб, засоби гамма-дозиметричні зйомки і пасивної трекової радонометрії.

За отриманими результатами побудовано карти просторового розподілу ПЕД гамма-опромінення на території і у всіх основних будівлях колишнього уранового виробництва. Це дозволило виконати оцінки потенційних доз опромінення персоналу для різних сценаріїв проведення реабілітаційних заходів. За результатами таких оцінок визначено пріоритети необхідного реабілітаційного втручання і вимоги щодо програм моніторингу робочих місць на етапі проведення заходів.

На основі даних спостережень методом численного моделювання атмосферного переносу радону, а також радіонуклідів у складі пилу виконано оцінки переносу атмосферного забруднення від радіаційно-небезпечних об'єктів. За результатами моделювання було визначено, що зони розповсюдження радону, а також дисперсія радіоактивного пилу на території навколо розташування основних джерел радіаційного забруднення в сучасних умовах є локальними і не впливають на зони проживання населення за межами майданчика. Натомість в умовах аварійних ситуацій і несприятливих метеорологічних умов, зокрема під час проведення земельних робіт, демонтажу або руйнування найбільш забруднених будівель такі впливи можуть бути суттєвими і тому мають бути впроваджено заходи радіаційного захисту.

За результатами даних моніторингу показано впливи виносу радіонуклідів через механізми міграції підземних вод і поверхневий змив із забруднених територій. Наводяться результати багаторічної динаміки вмісту радіонуклідів уран-торієвих рядів у р. Коноплянка і р. Дніпро зони впливу майданчика спадщини уранового виробництва.

Надаються рекомендації щодо необхідних заходів розвитку мережі моніторингу і удосконалення методів моніторингових досліджень як елементу системи радіаційного і екологічного контролю на етапах впровадження реабілітаційних заходів.

ОЦІНКА ВЕРТИКАЛЬНОЇ СТРУКТУРИ ЗАБРУДНЕННЯ ҐРУНТІВ НА ТЕРИТОРІЇ КОЛИШНЬОГО ПІДПРИЄМСТВА З ПЕРЕРОБКИ УРАНОВОЇ СИРОВИНИ ВО «ПХЗ»

**Т. В. Лаврова, Г. В. Лаптев, О. В. Войцехович, С. В. Годосієнко,
Г. А. Деркач, С. Б. Соколов**

Український гідрометеорологічний інститут, Київ

Колишнє виробниче об'єднання з переробки уранової руди «Придніпровський хімічний завод» (ВО «ПХЗ») розташоване у м. Кам'янське. Протягом останніх 10 років на цій території виконано значний обсяг робіт з оцінки стану радіоактивного і хімічного забруднення, що сформовано в результаті

колишньої діяльності, а також під впливом природних процесів після завершення виробництва.

За ознаками радіаційного забруднення територію колишнього уранового виробництва можна розділити на дві території із характерними рівнями забруднення. У північному секторі рівні забруднення території є незначними і дають змогу здійснювати виробничу діяльність підприємств практично без обмежень. На третині площі південного сектору спостерігаються підвищені рівні потужності еквівалентної дози (ПЕД) гамма-опромінення від 0,4 до 30 мкЗв/год (фонові рівні зовнішнього гамма-опромінення на територіях міста становлять 0,1 - 0,2 мкЗв/год).

Забруднення ділянок із підвищеними рівнями ПЕД гамма-опромінення обумовлено розсипом руд і накопиченнями залишків уранового виробництва із високим вмістом ^{226}Ra і ^{230}Th у вигляді комплексів очистки уранових концентратів на іонообмінних матеріалах, вміст яких у десятки і сотні разів перевищує критерій звільнення від регуляторного контролю для радіонуклідів уран-торієвих рядів (1 Бк/г).

Заходи приведення майданчика у безпечний стан передбачають відновлення захисного покриття хвостосховищ, демонтаж всіх радіоактивно забруднених будівель, а також ідентифікацію і очищення всіх вмовлених радіоактивно забруднених територій, що мають рівні ПЕД гама опромінення вище за 0,5 мкЗв/год. Загальна площа територій на проммайданчику, що мають рівні ПЕД більше контрольного рівня становлять від 30 до 40 % території південного сектору майданчика. Натомість, обґрунтування методу дезактивації ґрунтів і стратегії поводження із відходами вимагає оцінки об'ємів і структури радіоактивного забруднення ґрунтів на майданчику.

Вивчення вертикального розподілу радіонуклідів в ґрунтах на території майданчика вивчалися на 6 обраних ділянках з характерними рівнями забруднення. Всього було відібрано і вивчено 31 колонку ґрунту до глибин від 0,5 до 2,0 м. Характерні горизонти відбору проб визначалися за даними гамма-каротажних вимірювань. Вміст радіонуклідів (^{238}U , ^{226}Ra , ^{210}Pb , ^{230}Th , ^{232}Th , ^{40}K) визначали гамма-спектрометричним методом із використанням напівпровідникового HPGe детектора GMX40 ORTEC.

Аналіз даних вимірювань дає змогу ідентифікувати ділянки із поверхневим типом забруднення ґрунту рудними залишками виробництв з питомою активністю від 5 до 20 Бк/г і рівноважним розподілом активності між всіма членами ряду ^{238}U , а також такі, де домінують високі рівні активності ^{226}Ra або ^{230}Th у дуже високих концентраціях від 50 до 3000 Бк/г. Високі рівні питомої активності в ґрунтах з питомою активністю 50 - 150 Бк/г були також ідентифіковані на глибинах від 1 м і глибше (від 2,5 до 4,5). Виявлено кореляцію між даними ПЕД гамма-опромінення у поверхневому шарі ґрунту і рівнем активності ^{226}Ra дає змогу при польовій оцінці глибини забруднення спиратися на дані гамма-каротажу. За показниками вмісту радіонуклідів у ґрунтах та ізотопних співвідношень, виконано аналіз характерних етапів процесу видобутку і переробки уранових руд, надаються рекомендації щодо стратегії поводження із такими ґрунтами.

ОСОБЛИВОСТІ РОЗПОДІЛУ ^{137}Cs В ТОРФ'ЯНИХ ҐРУНТАХ УКРАЇНСЬКИХ КАРПАТ

Г. В. Лаптев¹, Л. С. Пірнач¹, Е. С. Годосієнко²

¹ *Український гідрометеорологічний інститут, Київ*

² *Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ*

Досвід Чорнобильської аварії 1986 р. показав, що гірські масиви можуть стати бар'єром на шляху пересування радіоактивно забруднених повітряних мас. Внаслідок гальмування хмар і спричиненого ним збільшення інтенсивності опадів на цих територіях утворилися ділянки з підвищеним рівнем поверхневого забруднення. Серед них: гірські масиви Скандинавії («північно-західний слід»), Татри, Балканські гори, Альпи і, звичайно, Українські Карпати («південний слід»). Оскільки на цих місцевостях рівень поверхневої активності не сягав таких критичних величин, як у більш проблемних і заселених рівнинних районах, дослідження тут проводилися не так інтенсивно.

Сформована після аварії 2011 р. на АЕС Фукусіма-1 картина радіоактивного забруднення суходолу Японії довела, що гірські ландшафти можуть бути не лише суттєвим, а й визначальним чинником у формуванні радіоактивного сліду.

При проведенні реабілітаційних заходів на постраждалих територіях, Японія – країна, що складається переважно (75 %) з гірських масивів, стикнулася з проблемою, характерною саме для умов цього типу ландшафту. Великі перепади висот і надмірна кількість опадів призводять до потужного промивного стоку, що спричиняє ерозію ґрунту, змив і винос забрудненого ^{137}Cs дрібнодисперсного матеріалу на вже очищені ділянки. Швидкість «розповзання» радіоактивних плям тут значно більша, ніж на рівнині.

Для розробки, параметризації і верифікації моделей прогнозу подібних процесів необхідно мати кількісні оцінки їхньої динаміки у часі. Таким чином, вивчення єдиного на сьогодні, чорнобильського прикладу довгострокових наслідків розподілу радіонуклідів, зокрема ^{137}Cs , в умовах гірських ландшафтів набуло нового рівня актуальності.

Дотепер відома порівняно невелика кількість робіт, присвячених чорнобильському радіоактивному забрудненню гірських районів. В Українських Карпатах такі дослідження були направлені, головним чином, на вивчення переходу ^{137}Cs в рослинність. Чинники, які могли б пояснити утворення існуючої «плямистої» картини забруднення поверхні з точки зору законів міграційної поведінки ^{137}Cs , системно і в достатній мірі не досліджувались.

На відміну від інших, у даній роботі, акцент зроблений на сорбційну здатність певного типу ґрунту - торф'яного, котрий слугує природним фільтром і відіграє значну роль в регулюванні водного балансу. Торф відбирався влітку 2016 р. разом з генеруючим його мохом, переважно роду - «зозулин льон», в районі Мармароського і Черногорського масивів Українських Карпат. Ви-

вчалися також залежність активності ^{137}Cs від географічного положення зразка і вплив акумулятивних властивостей рельєфу.

Результати дослідження показали таке:

- Найбільшу питому активність виявлено на території найвищого в Українських Карпатах Чорногорського масиву, висоти якого вистачило аби загалмувати рух радіоактивних хмар.

- У межах одного масиву рівень питомої активності ^{137}Cs у торф'яних ґрунтах може не залежати від висоти знаходження місця відбору принаймні в діапазоні 1300 - 2000 м н.р.м..

- Розподіл питомої активності в торф'яних ґрунтах може бути не пов'язаний з акумулятивними властивостями рельєфу. Високі (понад 1000 Бк/кг) і схожі між собою значення знайдені як в котлованах, так і на транзитних (навіть вертикальних) поверхнях.

- Для переважної більшості зразків виявлена експоненційний кореляційний зв'язок між питомою активністю ^{137}Cs і вмістом органічної речовини (щільністю зразка), що вказує на домінуючу роль органічної фракції в процесах сорбції і фіксації ^{137}Cs торф'яним ґрунтом.

ДОЗОВІ НАВАНТАЖЕННЯ НА МИШОПОДІБНИХ ГРИЗУНІВ НА ТЕРИТОРІЯХ З ВИСОКИМ РІВНЕМ РАДІАЦІЙНОГО ЗАБРУДНЕННЯ ЗВ ЧАЕС У ВІДДАЛЕНИЙ ПІСЛЯАВАРІЙНИЙ ПЕРІОД

А. І. Липська, В. І. Ніколаєв, О. О. Бурдо, В. А. Шитюк

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

Радіонуклідне забруднення природного середовища в результаті аварії на Чорнобильській АЕС призвело до істотного збільшення радіаційного фону, накопичення радіонуклідів біотою і, відповідно, дозових навантажень на організми, в першу чергу, в межах Чорнобильської зони відчуження (ЗВ ЧАЕС). Характер прояву радіаційно-детермінованих ефектів в значній мірі залежить від ізотопного складу радіоактивних випадінь, розподілу інкорпорованих радіонуклідів в організмі. Отже, дослідження процесів дозоутворення є важливою складовою радіобіологічних і радіоекологічних досліджень.

Дози внутрішнього опромінення органів та тканин організму визначаються кількістю накопичених в них радіонуклідів та їхніми ядерно-фізичними характеристиками. Динаміка накопичення радіонуклідів та їхній розподіл по органах і тканинах в свою чергу визначається особливостями їхнього метаболізму, які залежать від хімічних властивостей радіоактивних речовин, їхньої біологічної ролі, а також від віку та статі тварин.

У рудій нориці (*Chletrionomus glareolus*), типового представника фауни Чорнобильської зони відчуження, що широко використовується в радіобіологічних та радіоекологічних дослідженнях, вивчено особливості радіоактивно-

го забруднення, розподіл ^{137}Cs та $^{90}\text{Sr} + ^{90}\text{Y}$ в організмі внаслідок хронічного надходження радіонуклідів та формування дозових навантажень. В роботі використані методи: γ -, β - спектрометричні для оцінки вмісту ^{90}Sr і ^{137}Cs в організмі тварин та зразках доквілля; радіометричні та дозиметричні – для оцінки радіаційних умов на дослідних ділянках; методи польових радіоекологічних досліджень, розрахункові методи – для оцінки величини та структури дозових навантажень, а також методи математичної статистики.

Для визначення потужностей доз від зовнішнього джерела було використано значення потужності експозиційної дози γ -випромінювання (ПЕД $_{\gamma}$), щільності потоку β -частинок над поверхнею ґрунту та в норі. Дози зовнішнього опромінення були в межах 750 - 850 мкЗв/доба. Досліджено вміст радіонуклідів у тілі мишоподібних гризунів. Радіоактивне забруднення тварин змінювалося в межах по ^{137}Cs – 67 - 219 кБк/кг, ^{90}Sr – 45 - 483 кБк /кг. Варіації вмісту радіонуклідів у мишоподібних гризунах ЗВ ЧАЕС можуть бути зумовлені змінами в активності добового раціону тварин та процесами виведення радіонуклідів з організму. Досліджено особливості розподілу радіонуклідів ^{137}Cs та ^{90}Sr по органам тварин. Цей розподіл ^{137}Cs по органах і тканинах тварин мав відносно рівномірний характер. Найбільші значення питомої активності ^{137}Cs у руді нориці було встановлено в м'язах, нирках і селезінці, а найменші – у легенях, ШКТ, серці та печінці. Дослідження розподілу ^{90}Sr по органах та тканинах руді нориці показали, що найбільші відносні значення питомої активності ^{90}Sr було виявлено в скелеті руді нориці, в інших тканинах відрізнялась від кісткової тканини майже на порядок. Розраховано потужності доз опромінення на органи та тканини тварин.

За роки після аварії відбулась зміна співвідношення в ПД внутрішнього та зовнішнього опромінення, значно збільшився вклад інкорпорованих ^{90}Sr і ^{137}Cs в загальну ПД і у деяких тварин міг досягати до 90 % від загальної поглиненої дози.

ВИКОРИСТАННЯ НОВОГО ТИПУ БІОПЛАТО ДЛЯ ОЧИЩЕННЯ ВОДНИХ ОБ'ЄКТІВ ВІД РАДІОНУКЛІДНОГО ТА ХІМІЧНОГО ЗАБРУДНЕННЯ

О. М. Міхєєв¹, О. В. Лапань¹, Л. Г. Овсяннікова¹, С. М. Маджд²

¹ Інститут клітинної біології та генетичної інженерії НАН України, Київ

² Національний авіаційний університет, Київ

Враховуючи незадовільний стан вирішення екологічних проблем в Україні, дезактивація водних радіоактивно- та хімічно-забруднених об'єктів набуває великої актуальності і залишиться такою протягом десятків років. Основними джерелами забруднення водних екосистем є атомні електростанції, підприємства із видобутку та переробки уранових руд, хімічні підприємства тощо.

Відомі традиційні методи очистки водних об'єктів, які вимагають великих

енергетичних та фінансових затрат. Останнім часом актуальними стають методи, засновані на основі фітотехнологій з використанням вищої водної рослинності, водної мікрофлори і мікроорганізмів, що дають змогу поліпшити екологічний стан водних екосистем. У зв'язку з цим для підвищення ступеня доочищення забруднених вод стають перспективними різноманітні гідробіотехнологічні системи, серед яких широкого розповсюдження набувають біоплато. Аналіз літературних джерел [1, 2], який присвячений проблемам очистки водних об'єктів, вказує на те, що не тільки вищі водні рослини характеризуються високими коефіцієнтами накопичення радіонуклідів та важких металів, але й наземні рослини в умовах водної культури мають таку ж здатність до акумуляції забруднюючих речовин. Суттєвими перевагами їхнього використання у якості фітокомпоненту біоплато є високий ступінь очищення, висока ефективність, екологічність, низька енергоємність та здатність акумулювати різні типи забруднювачів. Такі конструкції будь-якої площі можна створювати в стаціонарних умовах.

Нами розроблено новий спосіб конструювання плаваючої конструкції біоплато, біотичною складовою якої є наземні рослини, для очищення забруднених вод від радіонуклідів та важких металів. Здійснено пошук перспективних видів наземних рослин, здатних рости в умовах підвищеної вологості. Показано, що в ролі таких рослин найкраще себе проявили: кукурудза, ячмінь, тимофіївка, вівсяниця, горох та овес. Проведені випробування декількох типів субстратів, в результаті чого з'ясовано, що найбільш оптимальним у використанні є гранульований пінопласт. Вперше проведені дослідження поглинальної здатності сконструйованих міні-біоплато по відношенню до радіоцезію, результати яких показали, що ефект очищення води за допомогою тимофіївки склав 97 %, а за допомогою гороху – 98 %. Встановлено, що ефективність очистки води від іонів хрому склала 98 %. Сконструйоване плаваюче біоплато продемонструвало високий рівень очистки води від радіонуклідів та важких металів, тому на основі отриманих результатів експериментальних досліджень в подальшому передбачається за алгоритмом запропонованої технології фітодезактивації вилучати біоплоти з водоєм та озолати їх або здійснювати періодичні скошування зеленої маси і також піддавати її озоленню.

1. *Крот Ю.Г.* Использование высших водных растений в биотехнологиях очистки поверхностных и сточных вод // Гидробиологический журнал. - 2005. - Т. 42, № 1. - С. 47 - 61.
2. *Михеев А.Н., Лапань О.В., Маджед С.М., Пчеловская С.А.* Новый способ конструирования биоплато для очистки водоемов от радионуклидов // Современные тенденции развития науки и технологий: сб. науч. тр. по материалам VIII Междунар. науч.-практ. конф. - Белгород, 2015. - № 8. - С. 107 - 113.

УСИЛЕНИЕ НАКОПЛЕНИЯ ^{137}Cs НАДЗЕМНОЙ ФИТОМАСОЙ ГОРЧИЦЫ БЕЛОЙ В РЕЗУЛЬТАТЕ ВОЗДЕЙСТВИЯ ТЕПЛОВОГО СТРЕССА

А. Н. Никитиц, О. А. Шуранкова

Институт радиобиологии НАН Беларуси, Гомель, Республика Беларусь

Вследствие катастрофы на Чернобыльской АЭС значительная часть территории Республики Беларусь загрязнена техногенными радионуклидами. Поступление ^{137}Cs , ^{90}Sr и трансурановых элементов в растения определяется их биологической доступностью, запасами в корнеобитаемом слое и физиологическими особенностями растения. Последние могут изменяться под действием внешних факторов, таких, в частности, как погодные условия в вегетационный период. Наиболее вероятные сценарии изменения климата на территории Беларуси предполагают увеличение среднегодовой температуры на 1 - 2 °С в период 2010 - 2069 гг. Не исключено увеличение частоты аномальных погодных явлений, включая резкое и кратковременное повышение температуры приземного воздуха.

Цель настоящей работы состоит в оценке влияния кратковременного теплового стресса на изменение параметров накопления ^{137}Cs в фитомассе растений на примере горчицы белой в условиях вегетационного опыта.

В качестве субстрата для выращивания растений использована смесь дерново-подзолистой супесчаной почвы, отобранной в зоне отчуждения Чернобыльской АЭС с добавлением торфяного почвогрунта в соотношении 3:1. Удельная активность субстрата по ^{137}Cs составила $13 \pm 1,83$ кБк/кг. Субстрат помещался в контейнеры для выращивания растений объемом 1,1 л.

Растения выращивались при температуре воздуха 18 °С и относительной влажности воздуха 50 - 60 %. Продолжительность светового дня составляла 16 ч, включая 30 мин на постепенное увеличение и ослабление светового потока. Поток ФАР на максимуме составлял $200 \text{ мМсек}^{-1}\text{м}^{-2}$. Тепловой стресс создавался на 21 сут после посадки растений в грунт. Температура воздуха повышалась до 35 °С на протяжении 6 ч во время искусственного светового дня.

Содержание ^{137}Cs в надземной биомассе горчицы белой в опыте варьировало в пределах от 429,4 до 674,5 Бк/кг в пересчете на абсолютно сухую массу. Максимальное накопление ^{137}Cs отмечено сразу после воздействия высокой температуры: $674,5 \pm 107,9$ Бк/кг, против $527,2 \pm 84,4$ в контроле. Через 12 - 36 ч после снятия теплового стресса удельная активность ^{137}Cs в надземной фитомассе горчицы белой заметно снижается и не имеет достоверных отличий от контроля. Однако по прошествии 5 сут снова фиксируется увеличение аккумуляции данного радионуклида растением. Отличия от контроля достигают 40 %.

Анализ содержания К в тканях растения показал достоверное снижение данного показателя в первые сутки после теплового воздействия на 18 - 40 %.

Это должно вызывать усиление работы активных К-насосов в корнях растения. Известно, что Cs имеет существенно более высокое сродство к системе активного транспорта К по сравнению с каналами пассивного транспорта [1]. Вероятно, именно этим и обусловлено усиление аккумуляции ^{137}Cs в тканях растений после теплового стресса. Потеря же К может быть объяснена частичным повреждением цитоплазматических мембран и усилением пассивного выхода электролитов в межклеточное пространство против градиента концентрации.

1. *Zhu Y-G., Smolders E.* Plant uptake of radiocaesium: a review of mechanisms, regulation and application // J. Exp. Bot. - 2015. - Vol. 51, No. 351. - P. 1635 - 1645.

ФОРМЫ НАХОЖДЕНИЯ РАДИОНУКЛИДОВ В ДОННЫХ ОТЛОЖЕНИЯХ ОБЪЕКТА «УКРЫТИЕ»

А. А. Одинцов, Л. А. Паламар, М. Н. Попов, Л. Б. Чикур

Институт проблем безопасности АЭС НАН Украины, Чернобыль

В результате осаждения дисперсной фазы неорганизованных водных скоплений, образования трудно растворимых солей карбонатов кальция и магния и коагуляции трудно растворимых гидроокисей тяжелых металлов в помещении 001/3 вспомогательных систем реакторного отделения на отметке – 2,60 м объекта «Укрытие» образовались донные отложения (ДО). По различным оценкам объем донных отложений в помещении 001/3 может составлять от 65 до 95 м³. Суммарная активность радионуклидов в ДО составляет порядка $1,5 \cdot 10^{14}$ Бк. Содержание урана в донных отложениях составляет около 80 кг.

Целью данной работы было определение форм нахождения радионуклидов в донных отложениях неорганизованных водных скоплений на нижних отметках объекта «Укрытие».

Пробы ДО отбирали с помощью металлической желонки через пробуренную в полу помещения 01/3 скважину в помещение 001/3. Влажность ДО составляет 54 %, потери при прокаливании – 19 %. Потери при прокаливании в основном определяются количеством органической фазы в донных отложениях. Плотность ила – 1,2 - 1,4 г/см³.

Удельная активность донных отложений, Бк/кг (в пересчете на воздушно-сухое состояние) представлена в таблице.

Для прогноза состояния ДО и определения механизмов их образования необходимо знать химические формы нахождения урана и радионуклидов в ДО. Как правило, формы нахождения радионуклидов определяют методом последовательных экстракций различными реактивами, которые селективно выщелачивают те или иных химические соединения радионуклидов. Количество водорас-

творимых, обменных, карбонатных и подвижных форм радионуклидов и урана в ДО помещения 001/3 ОУ определяли последовательной обработкой воздушно сухих навесок ДО дистиллированной водой, раствором 1 моль/л NH_4Ac pH 7, раствором 1 моль/л NH_4Ac pH 4,8 и раствором 1 моль/л HCl .

Дата отбора	Радионуклид						
	^{90}Sr	^{137}Cs	^{154}Eu	^{238}Pu	$^{239+240}\text{Pu}$	^{241}Am	^{244}Cm
02.07.2015 г.	$5,5 \cdot 10^8$	$8,5 \cdot 10^8$	$1,1 \cdot 10^6$	$3,3 \cdot 10^5$	$7,1 \cdot 10^5$	$7,5 \cdot 10^6$	$2,7 \cdot 10^5$
07.06.2016 г.	$6,9 \cdot 10^8$	$9,1 \cdot 10^8$	$7,1 \cdot 10^5$	$2,8 \cdot 10^5$	$6,5 \cdot 10^5$	$5,1 \cdot 10^6$	$1,7 \cdot 10^5$

Содержание водорастворимых, обменных, карбонатных и кислоторастворимых форм для урана и ^{90}Sr , ^{137}Cs , $^{239+240}\text{Pu}$, ^{241}Am различно и зависит от химической природы каждого элемента. Определено распределение радионуклидов ^{90}Sr , ^{137}Cs , $^{239+240}\text{Pu}$, ^{241}Am и U по различным фракциям выщелачивающих растворов. Количество водорастворимых соединений урана и радионуклидов не превышает 3 %. Доля обменных форм ^{137}Cs составляет 50 - 58 %, что свидетельствует о значительной миграционной способности ^{137}Cs в ДО ОУ. Основное количество ^{90}Sr до 66 % находится в виде карбонатных соединений SrCO_3 . Плутоний в ДО находится в основном (более 65 %) в виде кислоторастворимых соединений, образующихся при коагуляции гидроокисей железа и других тяжелых металлов. Суммарная доля водорастворимых и обменных форм плутония не превышает 1 - 2 %. Америций гидролизует в меньшей степени, чем плутоний и 45 - 53 % ^{241}Am переходит в растворимое состояние уже при pH 4,8. Количество водорастворимых, обменных и кислоторастворимых форм урана составляет 1,3, 11 и 77 % соответственно.

ПОВЕРХНОСТНОЕ ЗАГРЯЗНЕНИЕ РАДИОНУКЛИДАМИ ПОМЕЩЕНИЙ ОБЪЕКТА «УКРЫТИЕ»

А. А. Одинцов, Л. А. Паламар, Л. Б. Чикур, М. Н. Яковенко

Институт проблем безопасности АЭС НАН Украины, Чернобыль

Во время активной стадии аварии на 4-ом реакторе ЧАЭС в апреле - мае 1986 г. произошло загрязнение поверхностей строительных конструкций по-

мещений 4-го блока. За годы прошедшие после аварии дозиметрическими измерениями мощности экспозиционной дозы, измерениями плотности потока бета и альфа частиц и методом снятия «мазков» было определено поверхностное загрязнение по сумме гамма-, бета- и альфа излучающих радионуклидов. При проведении стабилизационных мероприятий и строительстве нового безопасного конфайнмента были проведены дополнительные исследования поверхностного загрязнения помещений объекта «Укрытие» в зонах проведения работ.

Целью данной работы было уточнение радионуклидного состава поверхностного загрязнения строительных конструкций объекта «Укрытие».

Отбор мазков выполняли согласно инструкции 2Э-РБ ГСП ЧАЭС, которая определяет порядок проведения измерений общего, нефиксированного радиоактивного загрязнения поверхностей помещений и технологического оборудования. До снятия мазков производили измерение общего загрязнения поверхностей β -активными нуклидами радиометром-дозиметром МКС-01Р на поверхности ограниченной рамкой с внутренними размерами 10×10 см.

Гамма- и альфа- спектрометрическими и бета- радиометрическими измерениями после радиохимического анализа сухих «мазков», отобранных в помещениях объекта «Укрытие» и кернов бетона, вырезанных из строительных конструкций объекта «Укрытие» определено загрязнение помещений изотопами урана и радионуклидами ^{60}Co , ^{90}Sr , ^{137}Cs , $^{154,155}\text{Eu}$, ^{238}Pu , $^{239+240}\text{Pu}$, ^{241}Am и ^{244}Cm . Рассчитаны плотности поверхностного загрязнения обследованных помещений объекта «Укрытие» бета и альфа излучающими радионуклидами. Определено содержание урана в «мазках», отобранных в некоторых помещениях.

Анализ отношений активности различных радионуклидов $^{137}\text{Cs}/^{239+240}\text{Pu}$ и $^{137}\text{Cs}/^{241}\text{Am}$ показал, что поверхностное загрязнение помещений 4-го блока ЧАЭС обусловлено как конденсационной составляющей, обогащенной легколетучими радионуклидами цезия так и топливной компонентой. Отношение активностей изотопов плутония $^{238}\text{Pu}/^{239+240}\text{Pu}$ для исследованных проб поверхностного загрязнения находится в пределах 0,42 - 0,46, что свидетельствует о загрязнении помещений объекта «Укрытие» диспергированным топливом с выгоранием ниже среднего расчетного значения для отработавшего топлива 4-го блока ЧАЭС.

Полученные результаты могут быть использованы для уточнения данных о поверхностном загрязнении оборудования и помещений объекта «Укрытие» альфа- излучающими радионуклидами.

ЗМІНИ МЕРИСТИЧНИХ ОЗНАК КАРАСЯ СРІБЛЯСТОГО *CARASSIUS GIBELIO* В ОЗ. ВЕРШИНА (ЧОРНОБИЛЬСЬКА ЗОНА ВІДЧУЖЕННЯ)

В. В. Павловський¹, О. О. Гупало², Д. І. Гудков², О. Є. Каглян²

¹ ННЦ «Інститут біології та медицини»,
Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ
² Інститут гідробіології НАН України, Київ

Оцінка якості навколишнього природного середовища та його сприятливості для живих організмів є важливою складовою заходів, спрямованих на раціональне природокористування та охорону довкілля. Особливої актуальності вони набувають при наявності змін, викликаних антропогенним навантаженням. Використання риб у якості об'єктів біомоніторингу зумовлене їхньою позицією у харчових ланцюгах водних екосистем, а також порівняно високою чутливістю до дії техногенних чинників.

У роботі проведено дослідження рівня стабільності розвитку за особливостями меристичних ознак карася сріблястого *Carassius gibelio* Bloch з оз. Вершина. Озеро розташоване на території лівобережної заплави р. Прип'ять на відстані 5 км від Чорнобильської АЕС (азимут 344°24') і являє собою витягнуту в північному напрямку водною довжиною близько 600 м та максимальною шириною 240 м. Площа водного дзеркала становить близько 0,025 км², максимальна глибина – до 5,5 м.

Оз. Вершина знаходиться на території північно-західного радіоактивного сліду, що був сформований впродовж активної фази аварії на ЧАЕС у 1986 р. На той період щільність забруднення ¹³⁷Cs водозбірних територій озера становила 18500, а ⁹⁰Sr – 7400 Бк/м². Озеро є одним із найбільш забруднених радіонуклідами природних водних об'єктів Чорнобильської зони відчуження. У 2015 - 2016 рр. питома активність донних відкладів на глибинах 4,5 - 5,5 м становила в середньому 700910 Бк/кг для ¹³⁷Cs і 247600 Бк/кг для ⁹⁰Sr, а на глибинах до 2,0 м – 64620 і 5280 Бк/кг відповідно. Середні значення питомої активності радіонуклідів у воді відзначені на рівні 1,3 Бк/дм³ для ¹³⁷Cs та 163,6 Бк/дм³ для ⁹⁰Sr.

Впродовж 2011 - 2016 рр. питома активність ¹³⁷Cs у вибірці карася з оз. Вершина становила 838 - 25910 (4532 ± 3580) Бк/кг і ⁹⁰Sr – 34683 - 137910 (67090 ± 20730) Бк/кг. Розрахована потужність поглиненої дози для риб за рахунок зовнішніх та внутрішніх джерел іонізуючого опромінення становила 211,0 мкГр/год.

Для досліджень використовували вибірку обсягом 28 особин, що є оптимальною для даного типу досліджень. Оцінку рівня стабільності розвитку виконували за допомогою системи меристичних ознак, що включала в себе кількість променів грудних та черевних плавців, кількість лусок у бічній лінії, а також кількість лусок у бічній лінії, перфорованих сенсорними каналъ-

цями. Оцінку стабільності розвитку за кожною ознакою зводили до оцінки асиметрії. Величину асиметрії для меристичної ознаки у кожної особини карася сріблястого визначали за відмінністю числа структур із лівого та правого боку тулуба. Інтегральним показником стабільності розвитку для комплексу меристичних ознак була середня частота асиметричного прояву на ознаку. В якості умовного контролю відповідні показники були визначені у вибірці з 30 особин карася сріблястого з оз. Вишенька (Київська область).

За результатами дослідження виявлено високий показник середньої частоти асиметричного прояву на ознаку (0,58) у карася сріблястого з оз. Вершина. Відповідно до п'ятибальної шкали оцінки відхилення стану організму від умовної норми за величиною інтегрального показника стабільності розвитку для риб, даний показник відповідає найвищому (п'ятому) балу, що свідчить про критичний стан середовища існування.

ПРИМЕНЕНИЕ ИСКУССТВЕННЫХ НЕЙРОННЫХ СЕТЕЙ ДЛЯ ИДЕНТИФИКАЦИИ СПЕКТРОВ АЛЬФА-ИЗЛУЧЕНИЯ ПЛУТОНИЯ И АМЕРИЦИЯ

Р. К. Спиров, А. Н. Никитин

Институт радиобиологии НАН Беларуси, Гомель, Республика Беларусь

Несмотря на то, что используемые в радиозоологии методы подготовки образцов к анализу с каждым годом совершенствуются, а также увеличиваются чувствительность и разрешение детекторов, обработка спектрометрической информации невозможна без вмешательства человека. Ю. А. Зайцев [1] отмечает, что существующие методы машинной обработки аппаратных спектров далеки от совершенства. Разнообразие условий обработки может резко снижать производительность труда, усложнять работу оператора и приводит к грубым ошибкам. При этом задача идентификации изотопов относится к классу задач классификации и может быть решена без участия человека в автоматическом режиме при использовании искусственных нейронных сетей (ИНС).

Цель работы: разработать ИНС для идентификации спектров альфа-излучения плутония и америция.

Методика исследования. Для обучения и проверки качества работы ИНС методом альфа-спектрометрии получены 375 реальных спектров альфа-излучения изотопов плутония и америция, содержащихся в травянистых, кустарничковых и древесных растениях, произрастающих на территории Полесского государственного радиационно-экологического заповедника. Измерение на детекторе проводили по 1024 каналам с соответствующими энергиями. В качестве переменных, подаваемых на входные сигналы ИНС, выбраны каналы каждого спектра, однако для повышения производительности проведено понижение размерности массива входных данных до 512. В данный

диапазон попадают пики ^{241}Am (5,64 МэВ), ^{252}Cf (6,02 МэВ), ^{242}Pu (4,89 МэВ), $^{239+240}\text{Pu}$ (5,15 - 5,16 МэВ), ^{238}Pu (5,49 МэВ). В качестве архитектуры сети выбран трехслойный перцептрон, состоящий из 512 входных нейронов, скрытого слоя из 8 нейронов и одного нейрона на выходном слое. Функции нейронов скрытого слоя логистические, активационная функция выходного нейрона Softmax. Обучение ИНС проводили методом обратного распространения ошибки. В качестве обучающей выборки были случайным образом отобраны 70 % спектров. Тестирование и проверку на соответствие требованиям проводили на основе двух групп спектров: тест-группы и контрольной.

Результаты. Производительность (процент правильной классификации) на всех подвыборках составила: для обучающей подвыборки: 98,40 %, для тестовой и контрольной 98,21 %. Наиболее точно классифицированы спектры альфа-излучения изотопов плутония – 99,44 %, тем не менее, классификация спектров альфа-излучения ^{241}Am также оказалась на высоком уровне – 97,45 %. Анализ чувствительности среди тестовой группы показал, что канал оказывающий наибольший вклад в окончательный результат классификации соответствует энергии 4,815 МэВ, наименьший вклад вносит канал с энергией 5,675 МэВ.

В результате проделанной работы разработана ИНС для идентификации спектров альфа-излучения плутония и америция, что говорит о возможном применении ИНС для решения радиоэкологических задач.

1. *Зайцев Ю.А.* К вопросу о стандартизации и универсализации гамма-спектральных методов анализа // Спектрометрические методы анализа радиоактивного загрязнения почв и аэрозолей. - 1974. - С. 8.

ИЗУЧЕНИЕ СКОРОСТИ РАДИАЛЬНОГО РОСТА, ПРООКСИДАНТНОЙ И АНТИОКСИДАНТНОЙ СИСТЕМЫ У ПОСТРАДИАЦИОННЫХ ГЕНЕРАЦИЙ *CLADOSPORIUM CLADOSPORIOIDES*

**А. В. Тугай¹, Т. И. Тугай¹, В. А. Желтоножский², М. В. Желтоножская²,
Л. В. Садовніков², Е. Б. Полищук³, Г. В. Пономаренко¹, Ю. Н. Буланчук¹**

¹ *Институт микробиологии и вирусологии НАН Украины, Киев*

² *Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев*

³ *Национальный технический университет «КПИ», Киев*

Микроскопические грибы, как одни из постоянных компонентов биоценозов выполняют важную роль в процессах регуляции перемещения веществ различного происхождения и радиоактивных частиц в почве. Было установлено, что большинство микромицетов, выделенных из зоны отчуждения ЧАЭС, проявляют радиоадаптивные свойства, и действие значительных доз облучения вызывает у них положительные реакции.

Основными механизмами, обеспечивающими, поддержку окислительно-восстановительного гомеостаза организма в норме является слаженное функционирование прооксидантной и антиоксидантной системы. Не до конца изученным остается вопрос о возможном наследовании большей резистентности у пострадиационных генераций штаммов с радиоадаптивными свойствами, проявляющейся в активизации процессов окислительно-восстановительного гомеостаза по сравнению с пострадиационными генерациями контрольного штамма, который не имел таких свойств.

Поэтому целью исследования является изучение резистентности у трех пострадиационных генераций *C. cladosporioides* на организменном и внутриклеточном уровнях.

Изучение K_r , количества диеновых конъюгатов, малонового диальдегида, СОД и каталазной активности проводили в условиях хронического облучения в сравнительном аспекте у штаммов с радиоадаптивными свойствами и контрольного.

При росте на СА у пострадиационных генераций *C. cladosporioides* 4061, скорость радиального роста в 3 раза увеличивалась у третьей генерации, а у пострадиационных генераций *C. cladosporioides* 4 наблюдали другой характер изменений – стимуляцию у первой и третьей генерациях. А при росте на ГА изменения у пострадиационных генераций *C. cladosporioides* 4061 разнонаправлены – от увеличения на 40% в первой до уменьшения на 40 % во второй и третьей.

Показано, что у пострадиационных генераций штамма с радиоадаптивными свойствами увеличение содержания первичных метаболитов ПОЛ сопровождается увеличением активности ферментов антиоксидантной защиты СОД и каталазной активности, вторичных - только повышением СОД активности. В пострадиационных генерациях контрольного штамма увеличение первичных метаболитов ПОЛ не сопровождалось увеличением активности ферментов антиоксидантной защиты и только в третьей генерации, при увеличении МДА, наблюдалось повышение каталазной активности.

Полученные данные свидетельствуют о том, что окислительно-восстановительный гомеостаз более выражен в пострадиационных генерациях штамма с радиоадаптивными свойствами по сравнению с пострадиационными генерациями контрольного штамма.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ МИКРОМИЦЕТОВ С ТОПЛИВНЫМИ ГОРЯЧИМИ ЧАСТИЦАМИ В МОДЕЛЬНОЙ СИСТЕМЕ

**Т. И. Тугай¹, В. А. Желтоножский², М. В. Желтоножская²,
А. В. Тугай¹, Л. В. Садовников²**

¹ *Институт микробиологии и вирусологии им. Д. К. Заболотного
НАН Украины, Киев*

² *Институт ядерных исследований, НАН Украины, Киев*

Исследования миграции радионуклидов на сильно загрязненных территориях 30-км зоны ЧАЭС показали, что в настоящее время активность ²⁴¹Am

прослеживается до глубины 50 - 60 см. Этот факт указывает на то, что в почвах происходят интенсивные процессы деструкции топливных выпадений. В настоящее время именно ^{241}Am является доминирующим альфа-излучателем в зоне аварии на ЧАЭС. Отметим также, что константы метаболизма для ^{241}Am в 5 - 50 раз больше, чем для изотопов Pu, то есть ^{241}Am на порядок более опасен радиологически для живых организмов, чем изотопы Pu.

Известно, что на долю микобиоты в микробной биомассе почвы приходится более 80 %, поэтому можно предполагать, что такие изменения в скорости миграции радионуклидов происходят при участии почвенных микромицетов, способствующих переводу ^{241}Am и ^{137}Cs , входящих в состав топливных частиц в подвижные биологически доступные ионообменные формы.

Были созданы две установки для исследования взаимодействия микромицетов с топливными частицами: в одной установке топливная частица (SL-4) была полностью погружена в культуральную жидкость с штаммом *C. cladosporium* 4061, а во второй установке частица SL-15 была погружена в эту же среду не полностью. Количество накопленной биомассы в эксперименте с частицей SL-15 составляло 7,6 мг, а в установке с частицей SL-4 – 16 мг. Исследование спектров гамма-лучей выделенного мицелия показало наличие в нем соизмеримых активностей ^{137}Cs и ^{241}Am . Спектрометрическое исследование оставшейся культуральной жидкости показало наличие в ней ^{137}Cs и ^{241}Am , но активность ^{241}Am была на два порядка меньше активности ^{137}Cs .

Было проведено сравнительное исследование способности штаммов *C. cladosporium*, обладающего (*C. cladosporium* 4) и не обладающего (*C. cladosporium* 4061) радиоадаптивными свойствами переводить радионуклиды, входящие в состав топливных частиц, в биологически доступные формы в процессе культивирования в системе частица – микромицет в жидкой питательной среде. Частицы были помещены в культуральную жидкость, так чтобы обеспечить максимальный доступ мицелия ко всей поверхности частицы.

Впервые обнаружена аккумуляция ^{241}Am микромицетами из топливных частиц, отобранных из 4-го разрушенного энергоблока ЧАЭС. Наблюдается практически полное усвоение ^{241}Am мицелием без перевода части радионуклидов ^{241}Am в культуральную жидкость. Это качественно отличается от поведения этих же штаммов микромицетов при их взаимодействии с ^{137}Cs из топливных частиц, участвующих в эксперименте. Из полученных результатов хорошо видно, что в отличие от ^{241}Am активность ^{137}Cs и в мицелии, и в культуральной жидкости соизмерима.

Полученные результаты открывают новые возможности по изучению взаимодействия различных микромицетов с трансурановыми радионуклидами, что в дальнейшем позволит разработать щадящие методы очистки загрязненных трансурановыми элементами территорий (хранилища ядерного топлива, участки, загрязненные в результате радиационных аварий).

ОСОБЕННОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ ДОЗОВЫХ НАГРУЗОК НА ВОЗДУШНО-ВОДНЫЕ РАСТЕНИЯ ВОДОЕМОВ ЧЕРНОБЫЛЬСКОЙ ЗОНЫ ОТЧУЖДЕНИЯ

Н. Л. Шевцова, Д. И. Гудков, А. Е. Каглян

Институт гидробиологии НАН Украины, Киев

Корректная оценка опасности техногенного радиационного загрязнения окружающей среды вследствие глобального распространения ядерных технологий может быть осуществлена только при одновременном проведении дозиметрических и биологических методов контроля. Расчет поглощенной биотой дозы ионизирующего излучения является важным составляющим при оценке радиационных рисков для экосистемы и прогнозирования последствий радиоактивного загрязнения биоты.

В данной работе на примере высших водных растений разных экологических групп, отобранных в водоемах Чернобыльской зоны отчуждения (ЧЗО), рассматриваются особенности формирования внутренней поглощенной дозы, обусловленные различными путями поступления в ткани растения основных дозообразующих радионуклидов чернобыльского происхождения – ^{90}Sr и ^{137}Cs .

Высшие водные растения отбирали в вегетационные сезоны 2006 - 2016 гг. в водоемах ЧЗВ, расположенных на территории правобережной и левобережной поймы р. Припять, а также водоеме-охладителе ЧАЭС. Отобранные виды принадлежат к трем экологическим группам и двум подгруппам (по классификации Б. А. Федченко). При выборе вида растения учитывали особенности поступления радионуклидов в ткани растения и его доминирование в растительном сообществе водоема.

Мощность поглощенной дозы ионизирующего излучения на растение рассчитывали с учетом внешнего облучения от фоновых источников и внутреннего облучения от инкорпорированных в тканях растения радионуклидов. Для расчетов использовали усредненные данные удельной радиоактивности растения в целом, донных отложений и водных масс. Уровень внешнего фона измеряли с помощью радиометров ДКС-01 и СРП-68-03 (модель для измерения мощности экспозиционной дозы в жидких средах).

Мощность поглощенной дозы от водной массы и от донных отложений рассчитывали исходя из удельной активности ^{90}Sr и ^{137}Cs , используя программное обеспечение ERICA Assessment Tool. При расчете мощности внешней поглощенной дозы от дна и/или водных масс принимали во внимание экологическую группу, к которой относится вид. Для расчетов мощности поглощенной дозы от внутреннего облучения использовали усредненные данные по удельной активности радионуклидов ^{90}Sr и ^{137}Cs в тканях растения.

Проведенные многочисленные исследования и предварительные наработки позволили разбить исследуемые виды растений на две группы в зависимости от особенностей формирования внутренней дозы, связанных с путем

поступления радионуклидов в организм. К первой группе относятся растения, поглощающие радионуклиды исключительно из водных масс, ко второй – виды, для которых существуют два источника поступления радионуклидов в организм – водные массы и донные отложения.

Для воздушно-водных видов и группы укорененных растений с плавающими на поверхности воды листьями, отмечена прямая зависимость мощности внутренней поглощенной дозы от содержания радионуклидов в донных отложениях.

Для остальных экологических групп была отмечена прямая корреляция рассчитанной мощности внутренней поглощенной дозы с удельной активностью водных масс. Сюда входит и группа видов – погруженные укорененные растения, к которым относятся рдесты и уруть колосистая. Это объясняется тем, что в данной группе корни служат скорее для прикрепления, чем для поглощения питательных веществ.

Таким образом, при расчете мощности поглощенной дозы для высших водных растений мы рекомендуем учитывать экологическую группу, к которой относится исследуемый вид.

ПРИМЕНЕНИЕ ДВУХСЛОЙНЫХ КОМПОЗИЦИЙ ВОЛОКНИСТЫХ ФИЛЬТРОВ ПРИ МОНИТОРИНГЕ РАДИОАКТИВНЫХ АЭРОЗОЛЕЙ В ЛОКАЛЬНОЙ ЗОНЕ ОБЪЕКТА «УКРЫТИЕ»

А. К. Калиновский, А. В. Филиппов

Институт проблем безопасности АЭС НАН Украины, Чернобыль

В рамках мониторинга радиоактивных аэрозолей (РА) по контролю безопасности выполнения работ при сооружении нового безопасного конфайнмента «Арка» в приземном слое воздуха локальной зоны объекта «Укрытие» (ОУ) были выполнены экспериментальные работы по отработке метода отбора аэрозолей с помощью композиций фильтров из волокнистых материалов. Целью экспериментов являлось снижения пылевой нагрузки на стандартный фильтр ФПП-15 и повышение эффективности улавливания субмикронных частиц.

Отбор проб аэрозолей выполнялся двухслойными композициями фильтров, где первым слоем (предфильтром) были грубоволокнистые ФПП-70-0,3, ПЭТФ-100-0,02 и ФПС-110-0,2, вторым – стандартный ФПП-15-1,5, а маркером субмикронных аэрозолей выступали естественные ^7Be , ^{210}Pb и ^{212}Pb . Анализ результатов экспериментов позволил оценить распределения активности нуклидов и массы пыли по слоям и утверждать, что аэрозоль в приземном слое воздуха локальной зоны состоит из трех типов. Минимальные субмикронные размеры (диапазоне от 0,1 до 1 мкм) имеет конденсационный аэрозоль, ассоциированный с естественными радионуклидами ^{212}Pb , ^{208}Tl , ^7Be и ^{210}Pb . Следующий размер присущ естественному аэрозолю

песчаную (грунтовую) пыль диспергационного генезиса. Максимальные размеры (более 1 мкм) имеют топливные частицы, содержащие ^{137}Cs , ^{241}Am и ^{154}Eu , которые, в основном, сосредоточены на первом слое фильтра.

Применение композиции фильтров ФПП-70-0,3 и ФПП-15-1,5 при наблюдении прохождения радиоактивного облака из аварийных блоков АЭС «Фукусима-1» позволило оперативно оценить дисперсный состав РА и утверждать, что радионуклиды ^{134}Cs , и ^{131}I находились в воздухе на субмикронных носителях. Так как крупнодисперсные высокоактивные топливосодержащие частицы осаждаются на первом слое, то расчет минимального уровня обнаружения (МДА) аэрозолей, ассоциируемых с субмикронными размерами, показал снижение МДА, собранных на втором слое композиционного фильтра практически в два раза, чем при использовании одинарного фильтра ФПП-15-1,5.

Кроме того, анализ результатов испытаний показал, что, во-первых, распределение аэрозоля по слоям композиционного фильтра существенно зависит от типа волокнистого материала первого слоя и метеословий во время отбора проб воздуха.

Во-вторых, предфильтр принимает на себя основную пылевую нагрузку при интенсивных строительно-монтажных и земляных работах. Следовательно фильтр ФПП-15-1,5 медленнее забивается пылью увеличивается и ресурс работы фильтровальной установки.

В-третьих, максимально эффективной является композиция ФПС-110-0,2 и ФПП-15-1,5, так как в этом случае на предфильтре в среднем задерживается более 70 % пыли, больше чем на других.

Авторський покажчик

- Абросімов В. І. 21
Августов В. В. 111
Азаров С. І. 118
Азаров І. С. 128
Аксьонов А. В. 133, 134
Альохіна М. Є. 47
Альохіна С. М. 212
Ан Чіонг Тхі 55
Андрейченко С. В. 216
Анохін І. Є. 140
Асламова Л. І. 144
Атаманюк Н. П. 214
Атті Д. 48, 49
Афанас'єва Т. В. 162
Баклан О. В. 152
Барабаш А. С. 86
Барсук С. 48, 49
Барсук С. Я. 73
Бартел Дж. 22
Бездробна Л. К. 213
Безшийко О. А. 47, 51
Безшийко О. 48, 49, 50, 52
Беллі П. 71, 86, 102
Беляєв В. В. 223, 225
Бережной Ю. А. 21
Берестяна А. М. 204
Бернабей Р. 71, 86, 102
Белов А. Г. 55
Біган З. М. 77, 108
Білько Д. І. 191
Білько Н. М. 191, 208
Близнюкова Л. В. 120
Блоцкі Я. П. 22
Богаєнко М. В. 187
Богачева Д. О. 218
Бойко Р. С. 71, 191
Бойко О. А. 192, 212
Бондар Б. М. 68
Бондарь Ю. В. 218
Бондарьков Д. М. 53, 219, 220
Бондарьков М. Д. 120, 220
Борецький В. Ф. 166, 189
Борзаковський А. Є. 54
Борисенко В. І. 112, 124
Борисенко А. Г. 163, 164
Борисова М. С. 107
Буканов В. Н. 126
Буланчук Ю. Н. 248
Бурдін В. В. 180
Бурдо О. С. 188
Бурдо О. О. 206, 211, 239
Бурмістров Л. 48, 49, 52
Валяєв А. М. 220
Варіола А. 48, 49
Вармуза Я. 57
Варніна В. І. 154
Васильєв Я. В. 86
Васильєва Г. В. 221
Ватліцова О. С. 212, 216
Веклич А. М. 166, 189
Велешук В. П. 147
Веремій Ю. П. 184
Верцімаха Г. 157
Вишневський І. Н. 66
Вишневський І. М. 55, 56, 108, 118, 222
Вінь Нгуєн Тхе 55
Вірко В. Ф. 164
Вірко Ю. В. 164
Водін О. М. 51
Вознюк С. А. 91
Войтенко Л. М. 180
Войцехович О. В. 235, 236
Волкова Е. Н. 223
Гаврилук В. І. 113, 114
Гаврилук-Буракова А. В. 113
Гайдар Г. П. 141, 154
Гайсак І. І. 57
Галін П. 52
Гальченко В. В. 115, 138
Гамазін Д. К. 167
Ганжа О. Б. 193, 206
Геландер П. 172
Геник-Березовська С. О. 195
Георгадзе А. Ш. 142
Герашенко О. В. 58, 91
Гладковський В. В. 164, 168, 180
Голіней І. Ю. 143
Голінка-Безшийко Л. 48, 49, 50, 52
Голінка-Безшийко Л. О. 51
Головінов О. В. 113
Голяк М. Г. 135
Гонтарук О. М. 141
Гончаров О. А. 174
Горанчук В. В. 112
Горбаченко О. М. 44, 68
Горбаченко А. Н. 66
Горенштейн М. І. 38
Горин В. В. 169
Горпинич О. К. 54, 85
Горпинченко Д. В. 22
Горячко А. М. 167
Гранцев В. І. 59, 60
Грибок А. В. 51
Григор'єв У. В. 38

- Гримало А. К. 60
Гриневиц Ю. П. 54, 196, 206
Гринченко Г. П.
Грицай О. О. 60, 62, 63
Гриценко А. В. 126
Гудков Д. І. 217, 228, 246
Гудков Д. І. 225, 251
Гулик В. І. 138
Гулік В. І. 117, 133, 136
Гупало О. О. 228, 246
Гурин А. А. 170
Давидовская О. И. 66
Давидовский В. В. 24
Давидовська О. І. 21, 23
Даневич Ф. А. 67, 70, 71, 82, 86, 100, 102
Демехин В. Л. 125
Денисов В. Ю. 23, 25, 26, 27
Деречкей П. С. 77, 108
Деркач Г. А. 230, 235, 236
Дзюблик О. Я. 27
Дідковський В. І. 63
Дмитрієва І. Р. 214
Добішук В. М. 75, 76, 103
Добровольський А. М. 174
Довбня А. М. 51
Долінська М. Є. 106
Донської Б. В. 216
Дорошко Н. Л. 106
Драпей С. С. 64, 113, 114
Дрозд І. П. 192, 196, 197, 199, 200, 212, 214
Друцький Р. А. 62
Дряпаченко І. П. 54, 105, 117
Дубінін О. В. 81
Дюбос С. 52
Євланов В. М. 118
Жаба В. І. 28, 29
Желтоножская М. В. 53, 219, 220, 248, 249
Желтоножский В. А. 64, 66, 220, 248, 249
Желтоножський В. О. 65, 108
Жеменік В. І. 55, 56
Жук В. В. 204
Заболотний М. А. 144
Задунай О. С. 119, 226
Заїкін Г. Г. 105
Зарицький М. М. 67
Зарубин О. Л. 227
Зарубина Н. Е. 227
Засенко В. І. 183
Зелінський А. Г. 145, 201
Зизак М. 89
Зіміч А. І. 148
Зотєєв О. Є. 132
Зотєєв В. О. 132
Іванов Ю. В. 145
Іванюк Ф. О. 31
Івон Д. 47
Ільїн А. П. 91, 92
Інчікітті А. 71, 86, 102
Ішізука Ч. 31
Каглян А. Е. 225, 251
Каглян О. Є. 228, 246
Каденко І. М. 47, 51, 68
Каденко І. 48, 49, 52
Калиновский А. К. 252
Кальченко О. І. 63
Канівець В. В. 230
Канот К. 47
Каппелла Ф. 71, 86, 102
Караччіоло В. 71, 86, 102
Карчевський Г. 157
Касперович Д. В. 70, 71, 86, 100
Катовські К. 57
Кемпер К. В. 78
Кива В. О. 76
Кионг Фан Вьет 55
Киреев С. И. 225
Киришук В. І. 63, 114
Кисель І. 89
Кісурін К. К. 59, 60
Клепко А. В. 216
Клешич М. М. 166, 189
Клименко С. В. 195
Кобичев В. В. 70, 71, 82, 86
Кобычев В. В. 72
Коваленко О. В. 222
Ковалінська Т. В. 145, 201
Ковальов О. М. 81
Ковальчук О. С. 73, 76, 101
Ковтун Г. П. 102
Ковтун Н. Г. 102
Кола П. 48, 49
Колган В. В. 187
Колесниченко Я. І. 172, 173
Колієв С. М. 73, 75, 103
Коломієць В. М. 32, 33, 35
Коломієць О. В. 167
Коновалов С. І. 86
Конорева О. В. 147
Кориченський К. О. 232, 235
Коровин В. Ю. 220
Костін Є. Г. 180
Костюк І. О. 75, 103
Котеленець В. Г. 129
Кохічко К. В. 119, 226
Кошій Є. І. 91, 92, 93, 94

- Кривенко-Еметов Я. Д. 36
Крилов В. 48, 49
Кропив'янський Б. М. 70, 100
Кубицький В. 48, 49
Кузенко С. В. 218
Кулич Н. В. 53, 219
Куліч Є. В. 144
Куправа О. М. 85
Купряшкін В. Т. 74
Курочкіна В. А. 213
Куртева А. А. 37
Кутлахмедов Ю. А. 234
Куцик О. Е. 92
Кучмагра О. А. 109, 111
Кушнір В. А. 51
Кушпій Д. А. 83, 105
Кушпій О. А. 105
Лавренчук Г. Й. 192
Лаврова Т. В. 232, 235, 236
Лапань О. В. 240
Лаптев Г. В. 230, 236, 238
Лаубенштейн М. 71, 86, 102
Лашкін В. М. 175, 176
Лебідь А. В. 166
Левіна О. О. 113
Легенчук О. В. 167
Лендел О. І. 84
Лендел В. В. 167
Лендєл О. І. 78
Леперк П'єр
Луїс Андре 73
Лещенко Б. Ю. 68
Липская А. И. 53, 219
Липська А. І. 192, 193, 196, 197, 199, 206, 208, 211, 212, 214, 239
Литвинець О. Я. 212
Литвинов С. В. 207
Лісовий Г. В. 230
Літвінов С. В. 203, 204
Літовко І. В. 174
Лопез Р. 48, 49
Лук'яненко О. Г. 158
Лук'янов С. В. 33
Лукашенко В. Є. 75, 103
Луньов С. В. 148
Луценко В. В. 172, 173
Магнер О. Г. 22, 38
Маджд С. М. 240
Мазур В. М. 77
Майданюк С. П. 40
Макаренко Л. Г. 81
Максименко А. М. 120, 220
Малий Є. В. 141
Маргітич Т. О. 25, 26
Маринець Т. Й. 78
Мартиш Е. В. 184
Мартишичкін В. О. 57
Мартінез-Ровіра І. 101, 103
Марценюк Л. С. 149
Марченко Л. С. 154
Марченко В. С. 177
Маслов О. Д. 55
Маслов В. 174
Маслюк В. Т. 78, 84, 88, 97, 148
Матвеева И. В. 234
Мегела І. Г. 148
Межевич С. Ю. 78
Митрохович М. Ф. 80
Михайлов Л. В. 81
Михайлов А. В. 122
Михайловский В. В. 151
Михайлюк В. П. 21
Мишинський Г. В. 55
Міліція В. М. 73, 76
Мітроченко В. В. 51
Міхєєв О. М. 240
Міхнева Є. Г. 145, 201
Мокіна В. М. 86
Момот Є. Л. 76, 101
Монар Х. 48, 49
Мустицький А. В. 152
Муравинець Л. М. 93, 94
Назаров А. Б. 225
Назаров О. Б. 228
Наточій А. 52
Недибалюк О. А. 178, 184
Нестеренко О. Г. 204
Нестеренко Е. Г. 207
Нестеров В. О. 23
Неумержицька Л. В. 195
Никитин А. Н. 242, 247
Николаев В. И. 53, 219
Ніколаєв В. І. 206, 239
Ніколайчук М. О. 82
Носовський А. В. 136
Оберемок О. С. 180
Обіход Т. В. 40, 43
Обризан С. М. 225
Овсяннікова Л. Г. 240
Одинокін Г. І. 109, 111
Одинцов А. А. 243, 244
Одреховская Е. А. 123
Окунев О. Г. 57
Олійник С. М. 51
Оліх Я. М. 141
Ольховский В. С. 41
Омельченко С. А. 41
Омельчук С. Є. 59, 60
Оникієнко Є. 143
Остапенко Б. В. 74
Осташко В. В. 54, 83, 105
Охріменко О. Ю. 73, 75, 84, 101, 103

- П'ясецькі Е. 91, 92, 93, 94
 Павлович В. М. 133, 136
 Павловський В. В. 246
 Паламар Л. А. 243, 244
 Панвар А. 177
 Панченко В. Г. 179
 Парлаг О. О. 78, 84
 Пархоменко В. В. 113, 114
 Пархоменко А. А. 223
 Пельх С. Н. 123, 131
 Петренко Е. О. 40
 Петренко С. О. 43, 7, 103
 Петренко І. В. 147
 Петросян Э. Е. 152
 Петряков В. О. 180
 Пилипенко М. О. 27
 Пилипчинець І. В. 84
 Писанко Ж. І. 85
 Пінковська М. Б. 141, 154
 Піонтковський Ю. Ф. 112, 124
 Пірнак Вал. М. 91, 92, 93, 94
 Пірнач Л. С. 238
 Піскарьов А. І. 81
 Плєскач О. Я. 212
 Плюйко В. А. 44, 66, 68, 91, 92, 93, 94
 Поворозник О. М. 54, 85
 Погуляй С. С. 152
 Пода Д. В. 71, 82, 86, 102
 Полищук Е. Б. 248
 Поліщук О. Г. 67, 71, 86, 102
 Полозов Б. П. 180
 Понкратенко О. А. 59, 60, 78, 88, 91, 92, 93, 94
 Пономаренко Г. В. 248
 Поп О. М. 88
 Попков В. С. 187
 Попов В. М. 147, 154
 Попов М. Н. 243
 Порицький П. В. 180
 Присяжна О. В. 167, 184
 Присяжневич І. В. 184
 Присяжний В. В. 184
 Пришляк С. П. 223
 Прохорова Є. М. 212, 214
 Пугач В. М. 73, 75, 76, 84, 101, 103
 Пугач М. 89
 Пугач А. М. 125
 Пугач С. М. 125, 126
 Пчеловська С. А. 204
 Пшеничний В. А. 60
 Пюіль В. 52
 Радкевич О. І. 147
 Радченко Н. В. 144
 Рамазанов Д. В. 101
 Рашидов Н. М. 203, 207
 Ревка В. М. 116, 127, 137
 Резник С. М. 177
 Рибак І. А. 113
 Родін В. 48, 49
 Родін В. 50
 Рознюк Ю. С. 59, 60
 Рокицький О. А. 180
 Романова О. П. 113
 Романюк М. І. 78
 Романюк М. В. 90
 Руденко Б. А. 59, 60
 Руденко Т. С. 172, 173
 Рудницький Ф. 52
 Рудчик А. Т. 78, 91, 92, 93, 94
 Рудчик А. А. 91, 92, 93, 94
 Русек К. 78, 91, 92, 93, 94
 Руссу І. З. 191, 208
 Рю Ц. М. 177
 Рябченко С. 157
 Рябченко Н. М. 193, 210
 Рябченко Н. Н. 206
 Рязанов В. В. 153
 Саболчій М. Т. 57
 Саврасов А. М. 108
 Саврасов А. Н. 64, 66
 Саврасов А. М. 65
 Садовников Л. В. 53, 219, 249
 Садовніков А. С. 128
 Садовніков Л. В. 248
 Сакута С. Б. 91, 92, 93, 94
 Сакуташ С. Б. 78
 Салівон А. Г. 204
 Самсоненко А. В. 113
 Санжур А. І. 33, 35
 Сапон М. М. 112
 Сахно В. І. 95, 145, 201
 Святюк Н. І. 97
 Сидоренко Л. П. 98
 Сидоренко В. Л. 128
 Симканич О. І. 97
 Скорбун А. Д. 109, 111, 129
 Слюсаренко Л. І. 59, 60
 Сова О. А. 193, 197, 199, 206, 211
 Соколов А. М. 99
 Соколов С. Б. 236
 Соколова Д. О. 204
 Сокур Н. В. 100
 Солодовник К. М. 44, 68
 Солодовник Е. Н. 66
 Спиrow P. K. 247
 Стадник С. М. 111, 129

- Старчик М. І. 154
 Старчик П. Д. 180
 Степаненко Ю. М. 88, 91, 92, 94
 Стець М. В. 88
 Стокі А. 52
 Столяж А. 91, 92, 93, 94
 Сторожик Д. І. 73, 76, 101
 Стрільчук Н. В. 64
 Стрільчук М. В. 114
 Строск І. 91, 92, 93, 94
 Стружко Б. Г. 45, 59, 60
 Сугаков В. І. 151, 155, 157
 Сущко В. О. 213
 Сюдак Р. 91, 92, 94
 Талько В. В. 193, 212, 214
 Тарасенко Л. В. 213
 Тартачник В. П. 141
 Телецька С. В. 196
 Терещенко О. 157
 Терлецький О. 157
 Тжціньска А. 91, 92, 94
 Тимошенко А. І. 70
 Тищенко М. Г. 173, 188
 Тітов М. 48, 49
 Тодосієнко С. В. 235, 236, 238
 Томассіні Д. 48, 49
 Тонкаль Л. В. 204
 Тоузан Ж. 47
 Третяк В. І. 71, 86, 102
 Тригубенко О. В. 116
 Трохимчук К. В. 103
 Трохимчук А. К. 167
 Трохимчук К. В. 75
 Труш В. С. 158
 Трщіньска А. 93
 Тубальцева І. І. 214
 Тугай А. В. 248, 249
 Тугай Т. І. 248, 249
 Тукаленко Є. В. 214
 Туллер Г. Е. 51
 Тхйєп Чан Дик 55
 Угольков І. В. 113
 Улещенко В. В. 88, 91, 92, 94
 Уматов В. І. 86
 Усанг М. 31
 Устінов А. І. 81
 Фаус-Гольф А. 73, 101
 Федірчик І. І. 178, 184
 Федорович О. А. 168, 180
 Федорчук О. 48
 Федоткин С. Н. 46
 Фесенко С. О. 166, 189
 Филиппов А. В. 252
 Фішук І. І. 160
 Форостенко С. І. 101, 103
 Фощ Т. В. 131
 Фурса А. Д. 24
 Хамбір С. І. 145
 Харабет О. М. 132
 Хелемеля О. В. 182
 Хойзер Й. 76
 Холодов Р. І. 182
 Хоменков В. П. 64
 Хотяїнцев В. М. 133, 134
 Хотяїнцева О. М. 133
 Худолій О. М. 113
 Хує Буй Мінх 55
 Циганок Т. В. 213
 Цимбалюк О. М. 182, 184, 186
 Чайковський Ю. В. 137
 Чаплинский Р. Ю. 152
 Чаус А. 48, 49
 Черкас К. А. 91, 104
 Чернишов А. В.
 Чернолуцький Д. Л. 178, 187
 Чернюк А. А. 155
 Черняк В. Я. 162, 167, 178, 182, 184, 186, 187
 Черняк Д. М. 86
 Черняк О. М. 183
 Черулли Р. 71, 86, 102
 Чжоу Х. 123, 131
 Чижур Л. Б. 243, 244
 Чирко Л. І. 135, 137
 Чіба С. 31
 Чолак С. С. 51
 Чулкін О. О. 132
 Чуніхіна К. І. 162, 182, 184, 186
 Шарий В. 47
 Шаров А. Ф. 105
 Швайко Л. І. 213
 Шевель В. М. 54, 180
 Шевцова Н. Л. 217, 251
 Шеляговський Д. О. 136
 Шиліна Ю. В. 204
 Ширма Ю. С. 88, 91, 92
 Шитюк В. А. 206, 239
 Шкапяк О. В. 137
 Шкарупа В. М. 195
 Шлапак І. І. 115
 Шлапак І. І. 138
 Шлапацька В. В. 147
 Шлегель В. М. 86
 Шматко Г. Г. 154
 Шома В. 52
 Шуранкова О. А. 242
 Щербань А. П. 102
 Щурек А. 93
 Юрчук Л. П. 228
 Юхименко В. В. 184, 187
 Юхименко К. В. 187
 Явнюк А. А. 217
 Якимов М. О. 187
 Яковенко Е. В. 120
 Яковенко М. Н. 244
 Яковенко Ю. В. 173, 188
 Kovalenko O. V. 231
 Kryazhych O. O. 231
 Stehel V. 231

Наукове видання

**XXIV ЩОРІЧНА
НАУКОВА КОНФЕРЕНЦІЯ
ІНСТИТУТУ ЯДЕРНИХ ДОСЛІДЖЕНЬ
НАН УКРАЇНИ**

(Київ, 10 - 13 квітня 2017 року)

Тези доповідей

Укладач *Іванюк Федір Олексійович*

Тези публікуються в авторських редакціях

Комп'ютерна верстка *О. Д. Григоренко*

Підп. до друку 30.03.2017. Формат 60×84/16. Ум. друк. арк. 15,1.
Тираж 200 пр. Зам. № 1.

Інститут ядерних досліджень НАН України,
просп. Науки, 47, м. Київ, 03028, тел. (044) 525-14-56
Свідоцтво суб'єкта видавничої справи ДК № 4051 від 18 квітня 2011 р.

Надруковано у ТОВ «ЦЕНТРДРУК»
вул. Гарматна, 39В, м. Київ, 03057, тел. (044) 495-55-01
Свідоцтво суб'єкта видавничої справи серія ДК № 1550 від 30 жовтня 2003 р.

Для нотаток