

**НАЦІОНАЛЬНА АКАДЕМІЯ НАУК УКРАЇНИ
ІНСТИТУТ ЯДЕРНИХ ДОСЛІДЖЕНЬ**

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

До 50-річчя ІЯД НАН України

(Київ, 21 - 25 вересня 2020 року)

НАЦІОНАЛЬНА АКАДЕМІЯ НАУК УКРАЇНИ
ІНСТИТУТ ЯДЕРНИХ ДОСЛІДЖЕНЬ

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

До 50-річчя ІЯД НАН України

(Київ, 21 - 25 вересня 2020 року)

Анотації до доповідей

Київ 2020

Укладач: О. С. Бурдо

Програмно-організаційний комітет конференції:

Я. І. Колесниченко – голова комітету (фізика плазми та керований термоядерний синтез)

Члени:

Ф. О. Іванюк – теоретична ядерна фізика
О. М. Поворозник – експериментальна ядерна фізика
В. М. Буканов – атомна енергетика
В. Й. Сугаков – радіаційна фізика та радіаційне матеріалознавство
В. В. Тришин – радіобіологія та радіоекологія
Н. Л. Дорошко – учений секретар ІЯД НАН України
Є. В. Малий – голова ради молодих учених ІЯД НАН України
О. С. Бурдо – відповідальний секретар
О. Д. Григоренко – видання матеріалів конференції
В. В. Луценко – розробка веб-сторінки конференції

Секретарі:

Т. М. Лашко, С. В. Лук'янов, В. В. Михайловський, О. Ю. Охріменко, О. В. Святун.

Друкується за рішенням вченої ради інституту від 14.02.20.

Д 22 **XXVII** щорічна наукова конференція Інституту ядерних досліджень НАН України. До 50-річчя ІЯД НАН України (Київ, 21 - 25 вересня 2020 року) : анотації до доповідей. - Київ : Ін-т ядерних дослідж., 2020. - 336 с.

ISBN 978-966-02-9336-6 (електронне видання)

У збірнику опубліковано анотації до доповідей конференції, що є підбиттям підсумків наукової діяльності інституту за 2019 р. Представлено анотації з основних напрямків роботи Інституту, а саме: ядерної фізики, атомної енергетики, радіаційної фізики та радіаційного матеріалознавства, фізики плазми та керованого термоядерного синтезу, радіобіології та радіоекології.

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)

ЗМІСТ

Секція 1. Ядерна фізика

| | |
|--|----|
| Ізоскалярний дипольний відгук важких ядер в області низьких енергій у кінетичній моделі <i>В. І. Абросімов, О. І. Давидовська</i> | 11 |
| Борнове наближення для поляризаційних характеристик розсіяння протонів ядрами ^{40}Ca <i>О. В. Бабак, Ю. А. Бережной, В. П. Михайлюк</i> | 13 |
| Квантові та квазікласичні оболонкові поправки до енергії та моменту інерції колективного обертання ядер <i>Д. В. Горпинченко, О. Г. Магнер, Дж. Бартел</i> | 15 |
| Точне аналітичне обчислення формфактора фермієвської густини розподілу заряду в ядрах <i>В. В. Давидовський, А. Д. Фурса</i> | 16 |
| Емпіричні співвідношення для перерізів злиття важких іонів <i>В. Ю. Денисов</i> | 18 |
| Роль електронного екранування в ядерних реакціях <i>О. Я. Дзюблик</i> | 20 |
| Врахування скінченності ядерного фйерболу у двокомпонентній моделі Ван-дер-Ваальса з притяганням між нуклонами <i>Я. Кривенко-Еметов, В. Коталевич</i> | 22 |
| Колективні ефекти при бета-розпаді непарних ядер <i>Г. П. Куртєва</i> | 24 |
| Дослідження кваркової матерії у ядрах при розсіянні протонів на них методами гальмівного випромінювання фотонів <i>С. П. Майданюк</i> | 26 |
| Розрахунки поперечних перерізів підбар'єрного злиття та пружного розсіяння важких іонів у рамках модифікованого підходу Томаса - Фермі з силами Скірма <i>В. О. Нестеров, О. І. Давидовська, В. Ю. Денисов</i> | 27 |
| Комп'ютерне моделювання поведінки частинок за межами стандартної моделі <i>Т. В. Обіход, Є. О. Петренко</i> | 29 |
| Дослідження механізму електрослабкого порушення симетрії при розпаді бозона Хігса на чотири ферміони <i>Т. В. Обіход, Є. О. Петренко</i> | 30 |
| Модель резонансного розпаду в часі для аналізу деяких центральних зіткнень на колайдерах <i>С. О. Омельченко</i> | 31 |
| Аналітичні вирази для усередненого опису дипольних електричних переходів в атомних ядрах <i>В. А. Плюйко, О. М. Горбаченко, К. М. Солодовник</i> | 33 |
| Форма бар'єра поділу та не-Марківська динаміка поділу <i>С. В. Радіонов</i> | 35 |
| Дослідження ядерних процесів у легких ядрах у компактних зорях <i>К. А. Шаульський, С. П. Майданюк</i> | 36 |
| Аналіз дипольних полів та швидкостей ядерної релаксації у парамагнітних дисперсіях <i>Ю. Б. Шевченко, Т. М. Малишева, В. В. Тришин</i> | 37 |
| Впровадження системи радіаційного моніторингу RMS-R3 для онлайн контролю умов протікання оновленого експерименту LHCb (CERN) протягом 2021 - 2024 рр. <i>Ф. Алессіо, В. М. Добішук, В. О. Кива, О. О. Кишванський, В. М. Міліція, О. Ю. Охріменко, В. М. Пугач, Д. І. Сторожик, С. Б. Чернищенко</i> | 39 |
| Засоби аналізу у Geant4 <i>І. Анохін, Д. Рамазанов</i> | 41 |
| Експеримент Belle II: нові горизонти для пошуку нової фізики у C- та B-кваркових системах на B-фабриці нового покоління <i>В. Є. Аушев, Ю. М. Оніщук</i> | 43 |
| Утворення ізомерних пар у реакції $^{103}\text{Rh}(\gamma, 4n)^{99\text{m,g}}\text{Rh}$ <i>О. А. Безиийко, О. М. Водін, Л. О. Голінка-Безиийко, І. М. Каденко, А. В. Котенко, В. А. Кушнір, А. О. Палінічак, Т. В. Повар, В. В. Митроченко, С. М. Олійник, С. А. Пережогін, С. Валеранд</i> | 44 |
| Використання робототехніки в радіаційно небезпечному середовищі <i>О. А. Безиийко, Л. О. Голінка-Безиийко, В. І. Резоглазов</i> | 46 |
| Ізомерні відношення для продуктів фотоядерних реакцій $^{121}\text{Sb}(\gamma, 3n)^{118\text{m,g}}\text{Sb}$ <i>О. А. Безиийко, В. І. Берест, О. М. Водін, Л. О. Голінка-Безиийко, І. М. Каденко, А. В. Котенко, В. А. Кушнір, В. В. Митроченко, А. О. Палінічак, С. М. Олійник, С. А. Пережогін, С. Валеранд</i> | 48 |

| | |
|---|----|
| Уточнення гамма-спектра з реакцій (n, γ) на ядрах кадмію | |
| <i>Б. М. Бондар, О. М. Горбаченко, Б. Ю. Леценко, І. М. Каденко, В. А. Плюйко, К. М. Солодовник.....</i> | 50 |
| Дослідження високоінтенсивного комптонівського розсіювання в експерименті LUXE | |
| <i>М. С. Борисова (від імені колаборації LUXE).....</i> | 52 |
| Про можливості дослідження багаточастинкових ядерних реакцій при низьких енергіях на пучку ЕГП-10К | |
| <i>О. К. Горпинич, І. П. Дряпаченко, В. О. Кива, О. А. Кушній, В. В. Осташко, О. М. Поворозник, Ю. С. Рознюк.....</i> | 54 |
| $\alpha + t(^3\text{He})$ тричастинкові реакції та спектр збудження ядра ^6Li | |
| <i>О. К. Горпинич, О. М. Поворозник.....</i> | 56 |
| Бібліографічна база даних INIS: пошук інформації | |
| <i>А. К. Гримало, О. М. Куправа.....</i> | 58 |
| Визначення повного нейтронного перерізу ^{52}Cr у діапазоні енергії нейтронів 140 - 149 кеВ | |
| <i>О. О. Грицай, А. К. Гримало, В. А. Пшеничний, В. М. Венедиктов, Я. В. Пшеничний.....</i> | 60 |
| Сьогодення українського центру ядерних даних: задачі та можливості | |
| <i>О. О. Грицай, О. І. Кальченко.....</i> | 61 |
| Подвійний бета-розпад атомних ядер: нові результати і перспективи | |
| <i>Ф. А. Даневич.....</i> | 63 |
| Модернізація механізму переміщення мішеней реакційної камери | |
| <i>М. І. Доронін, А. П. Войтер, Ю. Я. Карлишев, О. М. Ковальов.....</i> | 65 |
| Дослідження $^{178\text{m}}\text{Ta}$ та $^{180\text{m}}\text{Hf}$ у фотоядерних реакціях | |
| <i>В. О. Желтоножський, А. М. Саврасов, Є. П. Ровенських.....</i> | 67 |
| Дослідження (γ, t)-реакції на ^{10}B | |
| <i>В. О. Желтоножський, А. М. Саврасов, Д. Є. Мизніков, В. І. Слісенко, Л. В. Садовніков.....</i> | 69 |
| Дослідження фотоядерних реакцій при $E_{\text{гр}} = 55$ МеВ на природних танталі та вольфрамі | |
| <i>В. О. Желтоножський, А. М. Саврасов, І. В. Слісенко, Л. В. Садовніков.....</i> | 71 |
| Дослідження впливу магнітних моментів на енергію конверсійних електронів | |
| <i>В. О. Желтоножський, А. М. Саврасов, М. В. Стрільчук, В. П. Хоменков.....</i> | 73 |
| Монте-Карло моделювання для болометричних експериментів CROSS і CUPID-Мо з пошуку подвійного бета-розпаду ядер ^{100}Mo та ^{130}Te | |
| <i>М. М. Зарицький.....</i> | 75 |
| Нове спостереження альфа-розпаду ^{190}Pt на перший збуджений рівень дочірнього ядра | |
| <i>Д. В. Касперович, Ф. А. Даневич, Г. Лютте, Г. Маріссенс, О. Г. Поліщук, М. В. Романюк, С. Тесаліна, В. І. Третьяк, М. Хюльт.....</i> | 76 |
| Пошук подвійного бета-розпаду ^{106}Cd за допомогою збагаченого сцинтилятора $^{106}\text{CdWO}_4$ | |
| <i>В. Р. Клавдієнко, П. Беллі, Р. Бернабей, В. Б. Бруданін, Ф. А. Даневич, А. Інчікитті, М. М. Зарицький, Ф. Капелла, В. Карачіоло, Д. В. Касперович, В. В. Кобичев, О. Г. Поліщук, В. І. Третьяк, Р. Черулі.....</i> | 78 |
| Термостат для нікель-літій-водневого реактора | |
| <i>О. М. Ковальов, А. П. Войтер.....</i> | 79 |
| Вимірювання перерізів народження дивних мезонів у протон-свинцевих зіткненнях в експерименті LHCb | |
| <i>С. М. Колієв, О. А. Кот, О. Ю. Охріменко, Є. О. Петренко, В. М. Пугач.....</i> | 81 |
| Вимірювання перерізів народження дивних адронів у протон-протон зіткненнях та оцінка фактора ядерної модифікації в експерименті LHCb | |
| <i>С. М. Колієв, О. А. Кот, О. Ю. Охріменко, Є. О. Петренко, В. М. Пугач.....</i> | 83 |
| Вимірювання перерізів утворення Λ-гіперонів у протон-свинцевих зіткненнях в експерименті LHCb при енергії 5 ТеВ | |
| <i>С. М. Колієв, О. А. Кот, О. Ю. Охріменко, Є. О. Петренко, В. М. Пугач.....</i> | 84 |
| Розподіл e_0-електронів по енергії в неперервному спектрі як результат ефекту струсу | |
| <i>В. Т. Купряшкін, О. І. Феоктистов, Л. П. Сидоренко.....</i> | 86 |
| Моделювання нового нейтронного фільтра з енергією 1,65 кеВ | |
| <i>В. А. Лібман, О. О. Грицай.....</i> | 88 |
| Збудження $^{137\text{m}}\text{Ba}$ в реакції (γ, γ') | |
| <i>В. М. Мазур, З. М. Біган, П. С. Деречкей, Г. Ф. Пітченко.....</i> | 90 |
| Про можливість реконструкції енергетичного спектра інтенсивних пучків електронів для радіаційної медицини | |
| <i>В. Маслюк, М. Романюк, Й. Гайніш, О. Турховський, І. Мегела, Г. Пітченко.....</i> | 92 |
| Кольорова статистика для ядерної матерії: Як це працює? | |
| <i>В. Маслюк, О. Парлаг, М. Романюк.....</i> | 94 |

| | |
|--|-----|
| Розробка звареної конструкції мішені для отримання ізотопу ^{22}Na при опроміненні внутрішнім пучком протонів циклотрона У-240 | |
| <i>Л. В. Михайлов, Л. Г. Макаренко, А. І. Піскарьов, Ю. В. Фальченко, Л. В. Петрушинець, В. Є. Федорчук.....</i> | 96 |
| Характеризація та радіаційна стійкість кремнієвих мікродіодних сенсорів для трекової системи експерименту СВМ | |
| <i>Є. Л. Момот, В. М. Пугач.....</i> | 97 |
| Особливості ядерного датування гірських порід та ґрунтів з використанням стандартних множин нуклідів | |
| <i>О. М. Поп, В. Т. Маслюк.....</i> | 99 |
| Ядерні реакції із часом протікання 50 років (До 50 річчя ІЯД НАН України) | |
| <i>В. М. Пугач.....</i> | 101 |
| Алгоритм глобальної реконструкції треків у комплексних детекторних системах | |
| <i>М. В. Пугач.....</i> | 103 |
| Оновлення системи радіаційного моніторингу для експерименту LHCb CERN до Run 3 | |
| <i>В. М. Пугач, С. Б. Чернищенко, О. Ю. Охріменко, В. М. Добішук, В. О. Кива, Д. І. Сторожик, О. О. Кишванський, В. М. Міліція.....</i> | 105 |
| Розробка детекторизованого фантома для досліджень просторово фракціонованої радіаційної терапії | |
| <i>Д. Рамазанов, О. Ковальчук, В. Кива, В. Пугач, Д. Сторожик.....</i> | 107 |
| BGO-OD – експериментальна установка на прискорювачі ELSA | |
| <i>М. В. Романюк.....</i> | 109 |
| Пружне та непружне розсіяння іонів ^{10}B ядрами ^6Li при енергії 51 MeV | |
| <i>А. Т. Рудчик, А. А. Рудчик, О. О. Чепурнов, К. Русек, К. В. Кемпер, Є. І. Коций, С. Ю. Межєвич, Вал. М. Пірнак, О. А. Понкратенко, А. Столяж, Р. Сюдак, А. П. Льїн, Б. В. Міщенко, Ю. М. Степаненко, В. В. Улещенко, Ю. О. Ширма.....</i> | 111 |
| Порівняльний аналіз сигналів довготривалих вимірювань гамма-фону в Чорнобильській зоні відчуження різними детекторами | |
| <i>А. Д. Скорбун, О. А. Кучмагра, Б. М. Сплошной.....</i> | 113 |
| Сумування спектрів з неоднаковим калібруванням по енергії | |
| <i>О. М. Соколов, В. А. Лібман.....</i> | 115 |
| AMoRE: низькотемпературний сцинтиляційний болометричний експеримент з пошуку подвійного бета-розпаду ^{100}Mo | |
| <i>Н. В. Сокур (від імені колаборації AMoRE).....</i> | 117 |
| Порівняльний аналіз взаємодії ядер ^6Li та ^9Be з ядрами в діапазоні $7 \leq A \leq 208$ | |
| <i>Ю. М. Степаненко, О. А. Понкратенко, В. В. Улещенко, К. Кемпер, Є. І. Коций, А. А. Рудчик, А. Т. Рудчик, К. Русек, Ю. О. Ширма.....</i> | 118 |
| Удосконалення зовнішнього трекера експерименту CMS | |
| <i>М. А. Теклішин.....</i> | 120 |
| Енергетична залежність пружного розсіяння дейтронів на ізотопах берилію | |
| <i>В. В. Улещенко, К. Кемпер, Є. І. Коций, С. М. Лук'янов, О. А. Понкратенко, А. А. Рудчик, А. Т. Рудчик, К. Русек, Ю. М. Степаненко, Ю. О. Ширма.....</i> | 121 |
| Лабораторна модель попереднього підсилювача для германієвих гамма-детекторів | |
| <i>Р. Ю. Чаплинський, Е. Є. Петросян, Т. В. Микитюк.....</i> | 123 |

Секція 2. Атомна енергетика

| | |
|---|-----|
| Оцінка вмісту $^{59,63}\text{Ni}$ фотоактиваційним методом у радіоактивних відходах ДСП ЧАЕС | |
| <i>Д. М. Бондарьков, М. Д. Бондарьков, А. М. Максименко, В. О. Желтоножський, Д. Є. Мизніков, В. І. Слісенко.....</i> | 125 |
| Ризики фізичної ядерної безпеки ядерних установок, ядерних та інших радіоактивних матеріалів | |
| <i>В. І. Гаврилюк, С. С. Драпей, Б. В. Кайдик, В. І. Киришук, В. В. Пархоменко, О. П. Романова, А. В. Самсоненко.....</i> | 127 |
| Аналіз просторово розподіленої інформації при визначенні атрибутивних ознак ядерних та інших радіоактивних матеріалів | |
| <i>О. В. Гайдар, В. В. Тришин, Г. П. Гайдар.....</i> | 128 |
| Участь українських фахівців у міжнародних навчаннях розробників ядерно-криміналістичних баз даних «Galaxy Serpent-4» | |
| <i>О. В. Гайдар, В. В. Тришин, В. К. Вітюк, Г. А. Прокопюк, Я. А. Деюн.....</i> | 130 |

| | |
|---|-----|
| Розрахунок спектрів та щільності потоку нейтронів в експериментальних каналах реактора ВВР-М | |
| <i>О. Г. Д'яков, І. А. Малюк, Д. П. Стратілат, М. В. Стрільчук, В. В. Тришин</i> | 132 |
| Інтерполяція аксіального розподілу енерговиділення в тепловиділяючих збірках «Вестінгауз» для розрахунків MCSS | |
| <i>В. В. Ількович</i> | 134 |
| Експериментальне дослідження надійності роботи арматури та її вхідний контроль | |
| <i>П. Я. Павлишин, О. В. Корольов</i> | 136 |
| Аналіз безпечної експлуатації теплообмінника аварійного розхолодження з врахуванням розмаху значень затягу шпильок його фланцевих з'єднань | |
| <i>Т. В. Пирогов, А. С. Колядюк, В. В. Інюшев, О. В. Корольов</i> | 137 |
| Удосконалені підходи до визначення жорсткісних характеристик опорних елементів реактора ВВЕР-1000 | |
| <i>В. О. Посох, А. С. Колядюк, В. В. Інюшев, В. М. Васильченко, В. О. Дубковський</i> | 139 |
| Подальший розвиток методики визначення флюенса швидких нейтронів на зразки-свідки, що опромінюються в реакторах ВВЕР | |
| <i>О. М. Пугач, С. М. Пугач, В. Л. Дем'яохін, В. М. Буканов, О. В. Гриценко</i> | 141 |
| Аналіз результатів розрахунків пакетом програм MCPV переносу нейтронів у реакторі LR-0 для макету реактора ВВЕР-1000 | |
| <i>С. М. Пугач, О. В. Гриценко, В. Л. Дем'яохін, В. М. Буканов</i> | 143 |
| Визначення розкиду експериментальних даних для температурної залежності ударної в'язкості за результатами випробувань зразків-свідків | |
| <i>В. М. Ревка, Л. І. Чирко, М. Г. Голяк, О. В. Тригубенко, Ю. В. Чайковський, О. В. Шкапяк</i> | 145 |
| Гармонізація експериментальних даних, отриманих у рамках інтегральної та штатної програм зразків-свідків для корпусів реакторів ВВЕР-1000 | |
| <i>В. М. Ревка, Л. І. Чирко, М. Г. Голяк, О. В. Тригубенко, Ю. В. Чайковський, О. В. Шкапяк</i> | 147 |
| Визначення щільності потоку теплових нейтронів у сухому каналі, розташованому в активній зоні дослідницького реактора ВВР-М | |
| <i>В. В. Тришин, В. Б. Гонтарев, М. М. Коротенко, І. А. Малюк, Д. П. Стратілат, М. В. Стрільчук</i> | 149 |
| Методологія подвійного експертного обстеження енергетичного обладнання АЕС з метою продовження терміну його експлуатації | |
| <i>О. М. Харабет, О. С. Зотєєв, О. О. Чулкін, В. О. Зотєєв</i> | 151 |
| Аналіз результатів кваліфікації обладнання у вітчизняній атомній енергетиці | |
| <i>І. А. Хомич, В. І. Сахно, Т. В. Ковалінська</i> | 153 |

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

| | |
|---|-----|
| Тестування бронепластин з SiC за допомогою рентгенівських дифрактограм | |
| <i>О. В. Андрєєв, Л. І. Асламова, Ю. Є. Грабовський, М. А. Заболотний, Л. А. Майстренко</i> | 155 |
| Використання металевих наночастинок для підвищення ефективності опромінення у радіаційній терапії раку (Огляд) | |
| <i>І. С. Анохін</i> | 157 |
| Великодозові ефекти в еліпсометричних дослідженнях кремнію, опроміненого іонами газів (H, D, He) MeV-ного діапазону енергій | |
| <i>В. І. Варніна, Г. П. Гайдар, О. С. Кондратенко, М. Б. Пінковська, М. І. Старчик</i> | 158 |
| Оновлена модель еволюції мікроструктури лавоподібних паливовмісних матеріалів комплексу НБК – ОУ | |
| <i>С. В. Габелков, І. В. Жиганюк</i> | 160 |
| Дифракція Лауе месбауерівських і рентгенівських фотонів ідеальним кристалом борату заліза | |
| <i>О. Я. Дзюблик, В. Ю. Співак</i> | 162 |
| Дослідження радіаційної стійкості плівок для ядерних мембран з поліціануратів | |
| <i>Т. В. Ковалінська, Ю. В. Іванов, В. І. Сахно, О. М. Файнлейб, О. П. Григор'єва, О. М. Старостенко, О. В. Мельниченко, В. В. Шлапацька, А. М. Пилипенко</i> | 164 |
| Імітація уражуючих факторів ядерного впливу | |
| <i>Т. В. Ковалінська, Ю. В. Іванов, В. І. Сахно</i> | 166 |
| Ефекти впливу випромінювання наднизької інтенсивності на квантові когерентні системи | |
| <i>Л. С. Марценюк</i> | 168 |
| Особливості фізичних властивостей оптично-активних кристалів ZnP₂, CdP₂, ZnGeP₂. Вплив електронного опромінення | |
| <i>І. М. Матіюк, Р. М. Вернидуб, О. І. Кириленко, О. В. Конорева, П. Г. Литовченко, О. І. Радкевич, В. П. Тартачник</i> | 170 |

| | |
|---|-----|
| Дослідження впливу радіаційно-зміщених атомів на дозиметричні характеристики ДГТ-4 <i>І. Г. Мегела, В. Т. Маслюк, Т. О. Вієру-Васіліца, О. М. Поп</i> | 172 |
| Деякі особливості формування імпульсів концентрації екситонів у подвійних квантових ямах при великих накачках <i>В. В. Михайловський, В. Й. Сугаков</i> | 174 |
| Можливості збільшення часу життя нерівноважних станів <i>В. В. Рязанов</i> | 175 |
| Автоколивання в радіаційній фізиці. Кристалічний метан опромінюваний електронами <i>В. Й. Сугаков</i> | 176 |
| Теоретичне дослідження особливостей транспорту носіїв заряду в аморфних оксидних напівпровідниках <i>І. І. Фіщук</i> | 178 |
| Секція 4. Фізика плазми та керований термоядерний синтез | |
| Характеристики несамостійного дугового розряду в парах молібдену <i>А. Г. Борисенко, Е. Г. Костін, О. А. Федорович</i> | 180 |
| Швидкі магнітозвукові моди в неоднорідній плазмі <i>О. С. Бурдо, Я. І. Колесниченко</i> | 182 |
| Лазерна абсорбційна спектроскопія плазми електродугового розряду між композитними Cu-C електродами <i>А. М. Веклич, С. О. Фесенко, М. М. Клешич, В. Ф. Борецький</i> | 184 |
| Вплив плазми мікро- та коронного розряду на ріст міцелію вищих грибів <i>Ю. П. Веремій, Н. В. Цвид, О. А. Недибалюк, О. В. Коломієць, М. М. Сухомлин, В. Я. Черняк, Є. В. Мартиш, В. Г. Тищенко, Б. В. Соколовський, А. О. Бурова</i> | 185 |
| Паралельний 2.5D електромагнітний код для моделювання взаємодії між плазмою та згустками частинок чи їхніми послідовностями методом крупних частинок у комірці <i>О. К. Винник, І. О. Анісімов</i> | 187 |
| Розподіл параметрів плазми у геліконному розряді з планарною антеною <i>В. Ф. Вірко, Ю. В. Вірко, В. Ф. Семенюк</i> | 189 |
| Вплив водневої плазми на фотолюмінесцентні характеристики кестеритових фотоелектричних абсорберів (Cu₂ZnSnS₄) <i>В. В. Гладковський, Р. А. Редько, М. О. Семененко, О. В. Гладковська</i> | 191 |
| Моделювання розподілів втрат швидких іонів на Фарадеївських детекторах у токамаці JET <i>В. Я. Голобородько</i> | 193 |
| До самоузгодженої теорії електрона <i>А. А. Гурін</i> | 195 |
| Збільшення потужності D-T реакції між струменем та плазмою завдяки ЩРН <i>Я. І. Колесниченко, В. В. Луценко</i> | 197 |
| Шляхи квазілінійної еволюції при іонному циклотронному нагріві плазми <i>Я. І. Колесниченко, В. В. Луценко, Т. С. Руденко</i> | 199 |
| Іонне циклотронне резонансне нагрівання зі зміщеною сепаратрисою <i>Я. І. Колесниченко, Х. Паттен, В. В. Луценко, Дж. Грейвс, Т. С. Руденко та група JET</i> | 201 |
| Стійкий тривимірний ленгмюрівський вихоровий солітон <i>В. М. Лашкін</i> | 203 |
| Нове нелінійне еволюційне рівняння та його солітонні розв'язки в ультрарелятивістських плазмах <i>В. М. Лашкін</i> | 204 |
| База даних JETPEAK: загальний огляд та особливості внесення розрахунків коду FIDIT <i>Б. С. Леяєво, В. Я. Голобородько</i> | 205 |
| Дірки домішок у токамаках з електронним циклотронним нагріванням гвинтового ядра <i>В. С. Марченко</i> | 207 |
| Дослідження електродугових розрядів між плавкими електродами <i>О. О. Мурманцев, А. М. Веклич, В. Ф. Борецький</i> | 209 |
| Особливості транспортних властивостей термічної плазми із домішками тугоплавких металів <i>П. В. Порицький, Л. М. Свята</i> | 210 |
| Про симплектичне інтегрування в задачі Штермера <i>С. М. Резник</i> | 212 |

| | |
|--|-----|
| Використання програмного пакета Flexible Atomic Code для розрахунків фундаментальних характеристик збуджених станів атома рубідію <i>В. І. Роман, О. М. Поп, І. В. Пилипчинець</i> | 214 |
| Явища у плазмі, пов'язані з перенесенням енергії та імпульсу власними модами <i>А. В. Тихий</i> | 216 |
| Оцінювання нагрівання плазми альфа-частинками з аналізу відновлення температури після колапсу пилчастих коливань <i>М. Г. Тищенко, Ю. В. Яковенко, Г. Вайсен</i> | 218 |
| Кінетика плазмохімічних процесів у плазмі повітря <i>В. Черняк, О. Цимбалюк, О. Коломієць, О. Фентісова, О. Беленко, О. Старожук, А. Зінченко</i> | 220 |
| Плазмохімічний синтез оптично-активних речовин <i>В. Черняк, В. Юхименко, К. Юхименко, О. Вергун, Н. Вот, О. Присяжна, Є. Оберемок, А. Ліптуга, Д. Гамазін, В. Кісленко</i> | 222 |
| Дослідження плазми мікророзряду в обертовому CO₂ потоці <i>В. Черняк, О. Цимбалюк, В. Юхименко, О. Коломієць, М. Клочок, О. Присяжна, К. Юхименко, І. Шведецький</i> | 224 |
| Дослідження широкоапертурного обертового ковзного розряду атмосферного тиску для різних геометрій електродів <i>В. Черняк, В. Юхименко, К. Юхименко, В. Гапоненко</i> | 226 |
| Оптимізація іонно-циклотронного резонансного нагрівання палива з метою підсилення реакції ядерного синтезу <i>Ю. В. Яковенко</i> | 228 |

Секція 5. Радіобіологія та радіоекологія

| | |
|--|-----|
| Особливості перебігу гематологічної патології у дітей, які живуть в умовах дії малих доз радіації після аварії на Чорнобильській АЕС <i>В. Г. Бебешко, К. М. Бруслова, Л. О. Ляшенко, Н. М. Цветкова, Л. О. Гончар, І. В. Трихліб, В. В. Василенко, С. М. Яцемирський, Ю. М. Самсон, Н. В. Кавардакова</i> | 230 |
| Зміни стану здоров'я учасників ліквідації наслідків аварії на ЧАЕС, дорослого евакуйованого населення у віддаленому періоді аварії: непухлинна захворюваність, інвалідність, смертність, ефекти зовнішнього γ-опромінення <i>В. О. Бузунов, О. А. Капустинська</i> | 232 |
| Динаміка накопичення ⁹⁰Sr і ¹³⁷Cs у мишоподібних і землерийок Чорнобильської зони відчуження у 1986 - 2018 рр. <i>С. П. Гащак, Ю. О. Маклюк</i> | 234 |
| Хемілюмінесценція крові та цитогенетичні ефекти в клітинах кісткового мозку щурів за різних режимів введення ¹³¹I <i>Ю. П. Гриневич, О. А. Костура, А. І. Липська, С. В. Телецька</i> | 236 |
| Про нагальну потребу в осучасненні державного реєстру України осіб, які постраждали внаслідок Чорнобильської катастрофи <i>Н. В. Гунько, П. А. Федірко, М. М. Фузік, С. О. Терещенко</i> | 238 |
| Йод в організмі ссавців: роль, надходження, метаболізм, вплив <i>І. П. Дрозд</i> | 240 |
| Підвищення протипухлинної ефективності Коніуму за допомогою радіаційного опромінення <i>М. А. Заболотний, Г. І. Довбешко, Г. І. Соляник, Л. М. Кіркільєвська</i> | 242 |
| Стан клітинної ланки імунної системи в осіб, народжених від батьків, які були опромінені внаслідок аварії на ЧАЕС <i>Л. М. Зварич, О. В. Лясківська, Н. А. Голярник, О. Л. Мазниченко, І. М. Ільєнко</i> | 244 |
| Визначення індивідуальних особливостей радіочутливості у хворих на гліобластоми з використанням електрофорезу окремих клітин <i>О. В. Земскова, О. Я. Главацький, Д. А. Курінний, О. М. Демченко, С. Р. Рушковський</i> | 246 |
| Особливості радіочутливості у безсимптомних носіїв мутації 5382insC в гені BRCA1 <i>Д. А. Курінний, С. Р. Рушковський, О. М. Демченко, Л. А. Рибченко, М. Г. Романенко, С. В. Клименко</i> | 248 |
| Генотоксичність радіоцезію та можливості біодозиметрії <i>В. А. Курочкіна, Л. К. Бездробна</i> | 250 |
| Вплив 2-меркаптобензотіазолу на морфофункціональний стан культури міогенних клітин щурів, опроміненої в дозі 10 гр <i>Г. Й. Лавренчук, В. В. Талько, А. В. Чернишов</i> | 252 |

| | |
|--|-----|
| Перспективи аероіонних технологій у процесах в'ялення риби | |
| <i>Т. К. Лебська, Р. В. Борисенко, С. В. Бондаренко, Т. В. Ковалінська, В. І. Сахно</i> | 254 |
| Дослідження радіобіологічних наслідків Чорнобильської аварії у відділі радіобіології та радіоекології Інституту ядерних досліджень НАН України | |
| <i>А. І. Липська, І. П. Дрозд, Н. М. Рябченко, Н. К. Родіонова, О. Б. Ганжа, О. О. Бурдо, Ю. П. Гриневиц, О. А. Костура, С. В. Телецька</i> | 255 |
| Кількісний опис ранньої транскрипційної відповіді рослинних клітин на радіаційно індуковані пошкодження ДНК за допомогою пуассонівської моделі ініціюючої події | |
| <i>С. В. Літвінов, Н. М. Рашидов</i> | 257 |
| Структурно-функціональні зміни в тканинах головного мозку щурів Wistar, внутрішньоутробно опромінених ¹³¹I | |
| <i>Є. М. Малишевська, Н. П. Атаманюк, І. Р. Дмитрієва, І. П. Дрозд, А. І. Липська, М. І. Лісяний, Л. М. Бельська, Д. С. Ісаєв, І. В. Лушнікова, В. В. Талько</i> | 259 |
| Досвід реконструкції доз опромінення осіб, які постраждали внаслідок Чорнобильської катастрофи та проживали у 1986 - 2018 рр. у Поліському районі Київської області | |
| <i>С. В. Масюк, О. М. Іванова, З. Н. Бойко, В. Б. Будерацька, Н. С. Жадан</i> | 261 |
| Дослідження молекулярно-генетичних особливостей Rh-негативних мієлопроліферативних неоплазій, у осіб, які зазнали дії іонізуючої радіації внаслідок аварії на Чорнобильській АЕС | |
| <i>Л. В. Неумержицька, Л. О. Полубень, Б. Т. Клімук, С. В. Клименко</i> | 263 |
| Оцінка загального клінічного аналізу крові та клініко-гематологічних показників пацієнтів з радіаційно-асоційованими та спонтанними мієлопроліферативними неоплазіями | |
| <i>Л. О. Полубень, Б. Т. Клімук, Л. В. Неумержицька, С. В. Клименко</i> | 265 |
| Особливості впливу бінарних технологій на життєздатність злоякісних клітин <i>in vitro</i> | |
| <i>О. Д. Почапінський, Г. Й. Лавренчук, Ю. Б. Шевченко</i> | 267 |
| Три десятиліття після Чорнобильської аварії: захворюваність на злоякісні новоутворення постраждалого населення | |
| <i>А. Є. Присяжнюк, Д. А. Базика, Н. А. Гудзенко, М. М. Фузік, Н. К. Троцюк, З. П. Федоренко, Л. О. Гулак, А. Ю. Рижов, Н. Г. Бабкіна, О. М. Хухряньська, С. Л. Горох, С. А. Даневич</i> | 268 |
| Радіаційно-індукована модифікація вмісту вторинних метаболітів у рослинах шавлії лікарської та розторопші плямистої | |
| <i>С. А. Пчеловська, С. В. Літвінов, Ю. В. Шиліна, В. В. Жук, К. В. Листван, А. Г. Салівон, Л. В. Тонкаль</i> | 270 |
| Осушення водойми-охолоджувача: вплив змін радіоекологічної обстановки на стан кровотворної системи у індикаторних видів дрібних гризунів | |
| <i>Н. К. Родіонова, А. І. Липська, О. О. Бурдо, Н. М. Рябченко, О. Б. Ганжа, К. Д. Корепанова</i> | 272 |
| Особливості функціонування мезенхімальних стромальних клітин мишей Balb/C у культурі <i>in vitro</i> за умов дії іонізуючої радіації у різних дозах | |
| <i>І. З. Руссу, Д. І. Білько, Н. М. Білько</i> | 274 |
| Оцінка нестабільності геному у індикаторних видів дрібних ссавців з території зони відчуження Чорнобильської АЕС з різним рівнем радіоактивного забруднення | |
| <i>Н. М. Рябченко, О. О. Бурдо, А. І. Липська</i> | 276 |
| Гіпофізарно-тиреοїдна система щурів: відповідь потомства двох поколінь на опромінення батьків радіонуклідом ¹³¹I | |
| <i>В. В. Талько, Є. М. Малишевська, Н. П. Атаманюк, І. П. Дрозд, А. І. Липська, О. Я. Плескач, О. О. Самойлов, М. С. Кротевич</i> | 278 |
| Розробка документів для отримання ліцензії Держлікслужби України на право виробництва радіофармпрепаратів в ІЯД НАН України | |
| <i>В. В. Тришин, О. В. Божок, Л. К. Бездробна</i> | 280 |
| Система управління якістю лабораторії ядерної криміналістики Інституту ядерних досліджень НАН України | |
| <i>В. В. Тришин, О. В. Божок, І. А. Малюк, О. Ф. Рудик, О. П. Жуков</i> | 282 |
| Визначення впливу опромінювання на синтез каротиноїдних пігментів у мікроміцетів <i>Aspergillus versicolor</i> | |
| <i>Т. І. Тугай, А. В. Тугай, В. О. Желтоножський, М. В. Желтоножська, Л. В. Садовніков, Н. М. Сергійчук, О. Б. Поліщук</i> | 284 |
| Детекторна система для оперативного контролю радіаційної безпеки продуктів харчування і будівельних матеріалів | |
| <i>О. А. Безшийко, О. Ю. Бусь, Л. О. Голінка-Безшийко, О. В. Кисилевський, В. Я. Левшенюк, В. С. Орлов, П. В. Палінічак</i> | 286 |
| Реконструкція поглиненої дози випромінювання гелофітів у водоймах зони відчуження ЧАЕС | |
| <i>В. В. Беляєв, О. М. Волкова, Д. І. Гудков, С. П. Пришляк</i> | 288 |

| | |
|---|-----|
| Радіоекологічні дослідження осушеного дна водойми-охолоджувача ЧАЕС | |
| <i>О. О. Бурдо, А. І. Липська, Х. Ішніва, К. Ханба, Н. М. Рябченко, Д. О. Вишневський, В. А. Шитюк, В. І. Ніколаєв, К. Д. Корепанова</i> | 290 |
| Динаміка питомої активності ¹³⁷Cs у плодівих тілах <i>Suillus luteus</i>: нелокальна модель | |
| <i>О. С. Бурдо, Н. Є. Зарубіна, О. В. Шатрова</i> | 292 |
| Дослідження радіаційної стійкості адсорбентів NaX і TiO₂ | |
| <i>Г. Васильєва, І. Миронюк, В. Тришин, М. Стрільчук, Г. Довбешико, В. Неймаш</i> | 294 |
| Нова концепція управління водними об'єктами у зоні відчуження ЧАЕС | |
| <i>О. В. Войцехович, Г. В. Лісовий, С. І. Кіреєв</i> | 296 |
| Біогеохімічний моніторинг техногенного забруднення приземного шару повітря радіонуклідами та важкими металами у найбільш забруднених районах Києва | |
| <i>М. О. Григоренко, О. П. Жуков, І. А. Малюк, В. В. Тришин</i> | 298 |
| Вплив зміни гідрологічного режиму на динаміку питомої активності радіонуклідів у рибі водойми-охолоджувача Чорнобильської АЕС | |
| <i>Д. І. Гудков, А. Є. Каглян, К. Ханба, Т. Вада, С. І. Кіреєв, В. В. Беляєв, Л. П. Юрчук</i> | 300 |
| Зміни радіоактивної забрудненості води у водоймі-охолоджувачі ЧАЕС під час його осушення | |
| <i>В. В. Канівець, С. І. Кіреєв, Г. А. Деркач, Г. В. Лісовий</i> | 302 |
| Метод зниження концентрації оксиду тритію в повітрі робочих приміщень | |
| <i>О. В. Коваленко, О. О. Кряжич</i> | 304 |
| Оцінка радіаційного забруднення аерозолів повітря на території колишнього підприємства з переробки уранових руд | |
| <i>Т. В. Лаврова, О. В. Войцехович, С. Б. Соколов, В. О. Каптур, А. В. Ткач</i> | 306 |
| Оцінка радіаційно-хімічного забруднення підземних вод на території колишнього підприємства з переробки уранових руд | |
| <i>Т. В. Лаврова, К. О. Кориченський, О. В. Войцехович, С. Б. Соколов</i> | 308 |
| Радіометричне датування донних відкладів гірського озера Синевир (Українські Карпати) за ²¹⁰Pb | |
| <i>Г. В. Лаптев, Л. С. Пірнач, Г. В. Лісовий, Г. А. Деркач, Ю. Ю. Тюх</i> | 310 |
| Дослідження випадінь у ставку-охолоджувачі ЧАЕС | |
| <i>А. І. Липська, В. І. Ніколаєв, В. А. Шитюк, Н. В. Куліч, Л. В. Садовніков</i> | 312 |
| Масштабні коефіцієнти для визначення важковимірюваних радіонуклідів у радіоактивних матеріалах ДСП ЧАЕС | |
| <i>А. М. Максименко, М. Д. Бондарьков, В. О. Сейда, В. О. Кислюк</i> | 314 |
| Радіоекологічні дослідження в зоні відчуження ЧАЕС на територіях з різним рівнем радіонуклідного забруднення | |
| <i>В. І. Ніколаєв, В. А. Шитюк, А. І. Липська, В. О. Желтоножський, О. О. Бурдо, В. А. Костюк, В. І. Чурюмов, Д. О. Вишневський</i> | 317 |
| Мохи та лишайники як тест-об'єкти моніторингу радіоактивного забруднення соснових лісів Українського Полісся ¹³⁷Cs | |
| <i>А. П. Павленко, О. О. Орлов</i> | 319 |
| Особливості розподілу радіонуклідів у моховому покриві Українських Карпатських гір | |
| <i>Л. С. Пірнач, Г. В. Лаптев, Е. С. Тодосієнко</i> | 321 |
| Радіоекологічний моніторинг складових довкілля та реагування соціального середовища на безпеку діяльності АЕС | |
| <i>В. А. Прилишко, О. М. Романенко, О. О. Пелюх</i> | 323 |
| Науковий супровід ремедіації колишніх дислокацій військових підрозділів, що були задіяні у ліквідації наслідків аварії на ЧАЕС | |
| <i>В. Процак, В. Каптаров, Ю. Хомутінін, С. Левчук, М. Голяка, Н. Прокопчук</i> | 325 |
| Сучасний стан радіаційно-гігієнічної обстановки в санітарно-захисній зоні та зоні спостереження дослідницького ядерного реактора ВВР-М ІЯД НАН України | |
| <i>О. В. Сваричевська, В. В. Тришин, О. В. Гайдар, І. А. Малюк, І. О. Павленко, О. В. Святун, А. Д. Саженюк, С. В. Телецька</i> | 327 |
| Радіаційне картування та параметри «радіаційної погоди» за дослідженнями водно-болотистого угіддя «Чорне Багно» | |
| <i>Н. І. Святюк, В. Т. Маслюк, О. І. Симканич, С. М. Сухарев</i> | 329 |
| Сукцесія видового складу мікроскопічних грибів ґрунту зони відчуження через 30 років після Чорнобильської катастрофи | |
| <i>Т. І. Тугай, А. В. Тугай, В. О. Желтоножський, М. В. Желтоножська, Л. В. Садовніков, Н. М. Сергійчук, О. Б. Поліщук</i> | 331 |
| Авторський покажчик | 333 |

Анотації до доповідей з ядерної фізики

ІЗОСКАЛЯРНИЙ ДИПОЛЬНИЙ ВІДГУК ВАЖКИХ ЯДЕР В ОБЛАСТІ НИЗЬКИХ ЕНЕРГІЙ У КІНЕТИЧНІЙ МОДЕЛІ

В. І. Абросімов, О. І. Давидовська

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

Ізоскалярний дипольний відгук важких сферичних ядер в області низьких енергій вивчається в трансляційно-інваріантній кінетичній моделі, що спирається на явний розв'язок лінеаризованого кінетичного рівняння Власова для скінченних фермі-систем [1]. У даній моделі ядро розглядається як газ взаємодіючих ферміонів, що знаходяться в сферичній порожнині з рухомою поверхнею. У рамках нашої кінетичної моделі можна знайти явний вираз для флуктуацій функції розподілу в фазовому просторі, пов'язаних з колективними ізоскалярними дипольними збудженнями. За допомогою цієї функції можна обчислити функцію відгуку [1], а також локальні динамічні величини, зокрема, поле швидкостей [2]. Поле швидкостей описує просторовий розподіл середньої швидкості нуклонів при колективних збудженнях і надає інформацію про природу збудження. У цій роботі вивчаються поля швидкостей, пов'язані з колективними ізоскалярними дипольними збудженнями в області низьких енергій [3].

Ізоскалярні дипольні збудження в скінченних Фермі системах є ефектом другого порядку по дипольному моменту (у першому порядку вони зводяться до руху центра мас). Отже, ми розглядаємо ізоскалярний дипольний відгук важких ядер на слабе зовнішнє поле такого вигляду

$$V(\vec{r}, t) = \beta \delta(t) Q^{(3)}(r) Y_{10}(\theta, \varphi), \quad (1)$$

де $Q^{(3)}(r) = r^3$ – дипольний момент другого порядку, $\delta(t)$ – дельта-функція Дірака, а β ($\beta = \text{const } \alpha$, де $\alpha \ll 1$) – параметр, який описує силу зовнішнього поля. Оскільки зовнішнє поле (1) також може збуджувати центр мас, виникає проблема вилучення духової сили з функції відгуку. Наша трансляційно-інваріантна модель дає змогу чітко визначити внутрішню функцію відгуку, пов'язану з полем (1). Для відгуку центра мас, викликаного зовнішнім полем (1), ми можемо отримати [1]:

$$\tilde{R}_{c.m.}(\omega) = \frac{3}{4\pi} \frac{AR^4}{m\omega^2}, \quad (2)$$

де R – рівноважний радіус системи, ω визначає енергію збудження ядра ($E = \hbar\omega$), m – маса нуклона. Оскільки ця функція відгуку не має полюсів при $\omega \neq 0$, то вона не дає духового внеску при додатних ω . Отже внутрішня функція відгуку, яка пов'язана з колективними ізоскалярними дипольними збудженнями, може бути визначена як

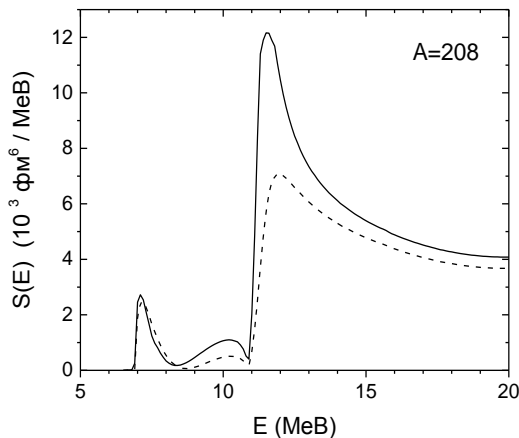


Рис. 1. Ізоскалярна дипольна силова функція в області низьких енергій з урахуванням залишкової взаємодії між нуклонами (суцільна крива) і нульове наближення (штрихова крива). Система складається з $A = 208$ нуклонів.

$$\tilde{R}_{intr}(\omega) = \tilde{R}_{33}(\omega) - \tilde{R}_{c.m.}(\omega), \quad (3)$$

де $\tilde{R}_{33}(s)$ – колективна дипольна функція відгуку. Суттєвою властивістю внутрішньої функції відгуку (3) є те, що границя цієї функції при $\omega \rightarrow 0$ є скінченною, тому вона не має полюса при $\omega = 0$.

Низькоенергетична частина ізоскалярної дипольної силової функції $S(E) = -(1/\pi) \text{Im } \tilde{R}_{intr}(E)$ показана на рис. 1.

Ми розглядаємо ізоскалярний дипольний відгук ядра з $A = 208$ нуклонами, як зразок. Дипольні функції відгуку, розраховані для інших значень A , що відповідають іншим середнім і важким сферичним ядрам, якісно схожі на випадок, показаний на рис. 1. Ізоскалярна дипольна силова функція відображає три резонансні структури в області низьких енергій з енергіями центрів 11,5 MeV, 10,2 MeV і 7,1 MeV, див. суцільну криву на рис. 1.

Перетворення Фур'є в часі для поля швидкостей визначається як

$$\vec{u}(\vec{r}, \omega) = \frac{1}{m\rho_0} \int d\vec{p} \vec{p} \delta n(\vec{r}, \vec{p}, \omega), \quad (4)$$

де $\delta n(\vec{r}, \vec{p}, \omega)$ – флуктуації функції розподілу частинок в фазовому просторі, індуковані слабким зовнішнім полем (1), і ρ_0 – рівноважна ядерна густина. Вибираючи вісь Z у напрямку зовнішнього поля, ми розглядаємо поле швидкостей в меридіанній площині XZ . У цьому представленні радіус-вектор частинки є $\vec{r} = (x, y=0, z)$ або $\vec{r} = (r, \theta, \varphi=0)$ у сферичних координатах, і поле швидкостей (4) можна записати як

$$\vec{u}(r, \theta, \varphi=0, \omega) = u_x(r, \theta, \omega) \vec{e}_x + u_z(r, \theta, \omega) \vec{e}_z, \quad (5)$$

де $u_x(r, \theta, \omega)$ and $u_z(r, \theta, \omega)$ – проєкції вектора поля швидкостей на осі X і Z відповідно, \vec{e}_x, \vec{e}_z – одиничні вектори, направлені вздовж цих осей. Результати чисельних обчислень полів швидкостей, пов'язаних з низькоенергетичними резонансними структурами дипольної силової функції при енергіях центроїдів, показано на рис. 2. Розрахунки показують вихровий (тороїдальний) характер двох вищих резонансів при енергіях центроїдів 11,5 і 10,2 MeV (див. рис. 2, а та б). Основний тороїдальний резонанс при енергії центроїда 11,5 MeV дає якісний опис низькоенергетичного ізоскалярного дипольного резонансу, що спостерігається у важких сферичних ядрах. Поле швидкостей для найнижчої ізоскалярної дипольної резонансної структури при енергії центроїда 7,1 MeV (див. рис. 2, в), не виявляє вихрового руху, однак, врахування залишкової взаємодії призводить до колективності в цьому резонансі, що може бути пов'язано з динамічною деформацією поверхні Фермі.

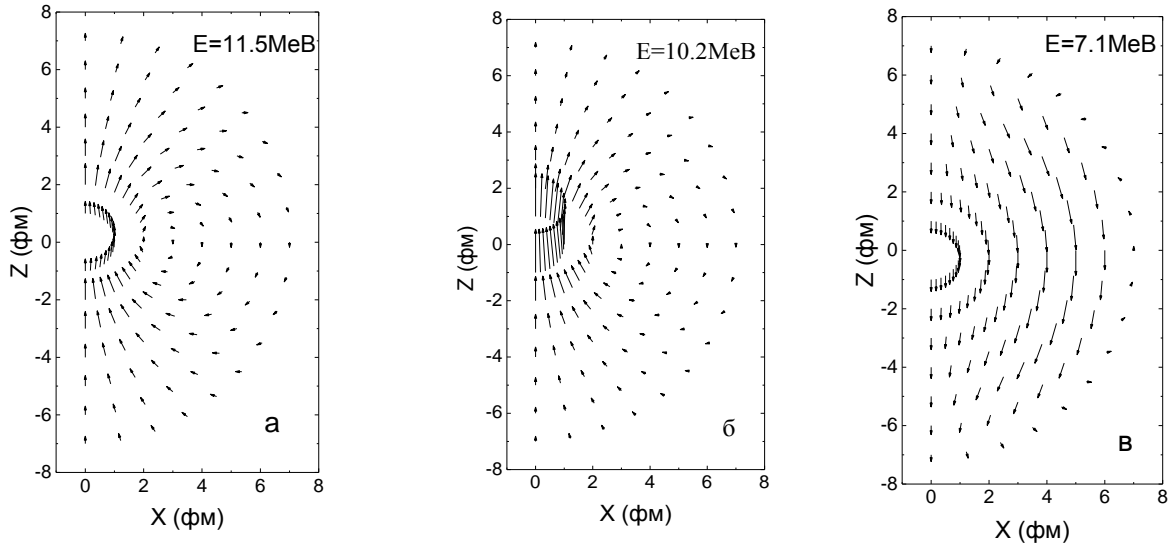


Рис. 2. Поля швидкостей в площині XZ , які пов'язані з низькоенергетичними резонансними структурами дипольної силової функції при енергіях центроїда 11,5, 10,2 і 7,1 MeV (див. рис. 1, суцільна крива). Система складається з $A = 208$ нуклонів.

Наш напівкласичний підхід дає змогу отримати додаткову інформацію про природу колективних ізоскалярних дипольних збуджень у важких ядрах. Зокрема, буде цікаво вивчити характер потоку імпульсу, пов'язаного з колективними ізоскалярними дипольними збудженнями. Це дослідження може ясно показати вплив динамічної деформації поверхні Фермі на формування ядерних низькоенергетичних резонансів.

1. V.I. Abrosimov, O.I. Davidovskaya. Ukr. J. Phys. 61 (2016) 565.
2. V.I. Abrosimov, O.I. Davydovska. Ukr. J. Phys. 63 (2018) 1043.
3. V.I. Abrosimov, O.I. Davydovska. arXiv: 1911.09759 [nucl-th]. 2019 (10 pages); Yaderna Fizyka ta Energetyka (Nucl. Phys. At. Energy) 21(2) 2020.

БОРНОВЕ НАБЛИЖЕННЯ ДЛЯ ПОЛЯРИЗАЦІЙНИХ ХАРАКТЕРИСТИК РОЗСІЯННЯ ПРОТОНІВ ЯДРАМИ ^{40}Ca

О. В. Бабак¹, Ю. А. Бережной², В. П. Михайлюк¹

¹ Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

² Харківський національний університет ім. В. Н. Каразіна, Харків, Україна

На даний час існують прецизійні дані для поляризаційних характеристик пружного розсіяння протонів ядрами ^{40}Ca в діапазоні енергій від 80 до 800 МеВ. Більшість цих даних було проаналізовано в області енергій до 200 МеВ на основі стандартної оптичної моделі, яка використовує реальну та уявну частину оптичного потенціалу у формі Вудса - Саксона (див., наприклад [1 - 7]).

У даній роботі представлено підхід, в якому було використано Борнове наближення, яке може бути застосовано для більш високих енергій налітаючих частинок.

Амплітуда розсіяння в такому підході представляється у вигляді ряду по степеням збудження

$$f^{(n)}(\mathbf{k}, \mathbf{k}') = -\frac{m}{2\pi\hbar^2} \int \varphi_{k'}^*(\mathbf{r}_n) V(\mathbf{r}_n) G(\mathbf{r}_n, \mathbf{r}_{n-1}) \dots \varphi_k(\mathbf{r}_1) V(\mathbf{r}_1) G(\mathbf{r}_2, \mathbf{r}_1) \prod_{i=1}^n d^3r_i, \quad (1)$$

де $G(\mathbf{r}_i, \mathbf{r}_j)$ – функція Гріна, а потенціал взаємодії між налітаючою частинкою та ядром із урахуванням спіно-орбітальної частини обирається у вигляді

$$V(\mathbf{r}) = U_1(r) + U_2(r) \boldsymbol{\sigma} \mathbf{l}, \quad (2)$$

в якому центральна і спіно-орбітальна частини представлялись у формі Вудса -Саксона.

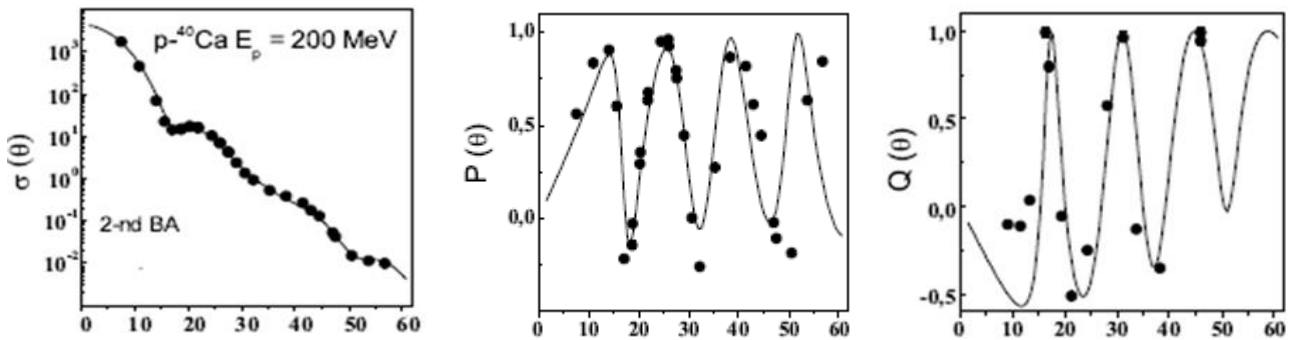
Підставляючи обраний потенціал до формули (1), амплітуду розсіяння отримуємо у вигляді

$$\hat{F}(\mathbf{k}, \mathbf{k}') = F_c(\mathbf{k}, \mathbf{k}') + F_s(\mathbf{k}, \mathbf{k}') (\boldsymbol{\sigma} \mathbf{n}). \quad (3)$$

У запропонованому підході було розраховано диференціальні перерізи та поляризаційні характеристики розсіяння протонів ядрами ^{40}Ca в області енергій 200 ÷ 800 МеВ.

Показано, що розрахована в 1-му Борновому наближенні поляризація з ермітовим потенціалом дорівнює нулю. Тому при розрахунках спостережуваних поляризаційних характеристик адрон-ядерного розсіяння використовувалось 2-ге Борнове наближення, для якого у припущенні, що параметр дифузності набагато менший ніж радіус ядра, отримано аналітичні вирази для цих спостережуваних.

В якості прикладу на рисунку представлено отримані результати розрахунків для енергії налітаючих протонів 200 МеВ.



Диференціальний переріз, поляризація і функція повороту спіна
для розсіяння протонів ядрами ^{40}Ca при енергії 200 МеВ.

З рисунка видно, що запропонований підхід дає змогу доволі добре описати наявні експериментальні дані. Зазначимо, що аналогічний збіг між розрахованими та вимірними характеристиками адрон-ядерного розсіяння в даному підході також досягається при більш високих енергіях налітаючих протонів [8].

1. Н. Feshbach, С.Е. Porter, V.F. Weisskopf. The formation of a compound nucleus in neutron reactions. Phys. Rev. 90 (1953)166.

2. H. Feshbach, C.E. Porter, V.F. Weisskopf. Model for nuclear reactions with neutrons. Phys. Rev. 96 (1954) 448.
3. H. Feshbach. Unified theory of nuclear reactions. Ann. Phys. 5 (1958) 357.
4. P.E. Hodgson. *Nuclear Reactions and Nuclear Structure*. Ed. by W. Marshall and D.H. Wilinon (Oxford, Clarendon Press, 1971) 661 p.
5. H. Feshbach. A unified theory of nuclear reactions. Ann. Phys. 281 (2000) 519.
6. R.D. Woods, D.S. Saxon. Diffuse surface optical model for nucleon-nuclei scattering. Phys. Rev. 95 (1954) 577.
7. P. Schwandt et al. Analyzing power of proton-nucleus elastic scattering between 80 and 180 MeV. Phys. Rev. C 26 (1982) 55.
8. O.V. Babak, Yu.A. Berezhnoy, V.P. Mikhailyuk. Born approximation for polarization observables of protons by ^{40}Ca nuclei. Ukr. J. Phys., in press.

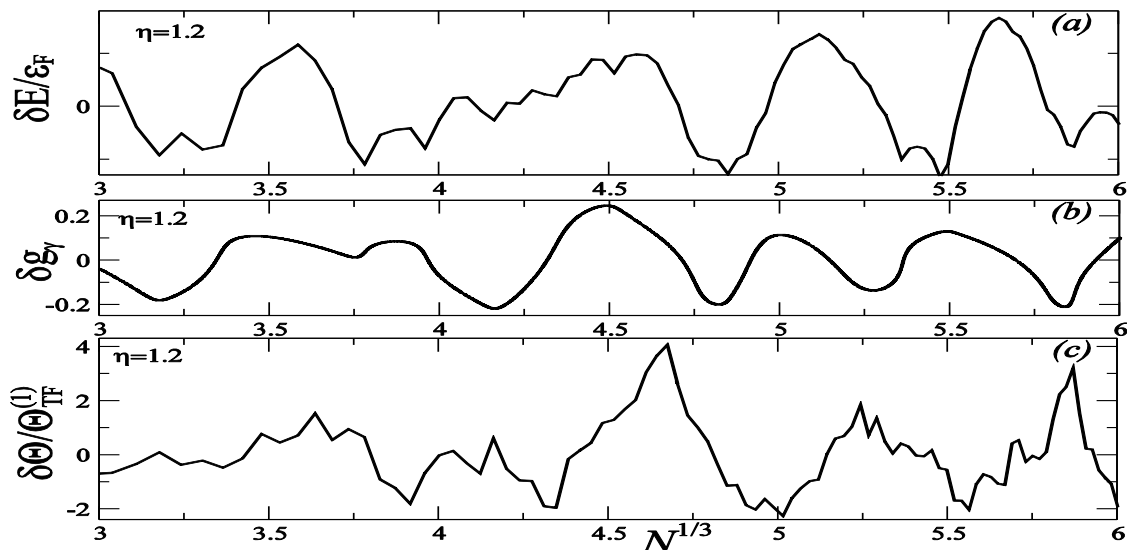
КВАНТОВІ ТА КВАЗІКЛАСИЧНІ ОБОЛОНКОВІ ПОПРАВКИ ДО ЕНЕРГІЇ ТА МОМЕНТУ ІНЕРЦІЇ КОЛЕКТИВНОГО ОБЕРТАННЯ ЯДЕР

Д. В. Горпинченко¹, О. Г. Магнер¹, Дж. Бартел²

¹ Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

² Міжгалузевий інститут Хьюберта Кюрі, університет Страсбурга, Страсбург, Франція

Моменти інерції (МІ) колективного обертання деформованих ядер традиційно аналізуються в експериментальних і теоретичних дослідженнях сучасної ядерної фізики. Для значного спрощення цієї задачі багатьох сильно взаємодіючих нуклонів використовується модель примусового руху та метод оболонкової поправки. Для розуміння природи колективного обертального руху була розвинута квазікласична теорія періодичних орбіт. Зокрема, було показано, що оболонкові поправки до моменту інерції та вільної енергії ядра є пропорційними з квазікласичною точністю, $\delta\Theta \propto \delta E$. У даній роботі проведені квантово-механічні (QM) розрахунки оболонкових компонентів МІ $\delta\Theta$ колективного обертання та енергії ядер. Середнє поле розглядається у наближенні деформованого потенціалу Вудса-Саксона (Woods-Saxon, WS) з великою глибиною та малою дифузністю поверхні сфероїдальної форми. Колективне статистично рівноважне обертання описується узагальненим твердотільним моментом інерції, що дає змогу вийти за межі формули Інгліса наближення теорії збурень.



Оболонкові поправки до МІ $\delta\Theta$ та енергії δE деформованого ядра розраховувались за допомогою усереднення чисел заповнення густини частинок за методом оболонкової поправки. Власні хвильові функції WS гамільтоніана обчислювались за допомогою їх розкладу за базисом гармонічного осцилятора. На рисунку квантові чисельні розрахунки МІ $\delta\Theta$ (QM лінії в одиницях значення моделі Томаса - Фермі Θ_{TF}) як функції числа нейтронів $N^{1/3}$ для глибини WS потенціалу -200 MeV та параметром дифузності 0.2 фм та сфероїдальною поверхнею порівнюються з оболонковими поправками до енергії δE (в одиницях енергії Фермі ϵ_F) та густини рівнів δg з параметром усереднення $\gamma = 0,3$ при деформації, що визначається як відношення напівосей сфероїда $\eta = 1,2$. Показано, що квантові великі оболонки в $\delta\Theta$ та δE добре узгоджуються при великих $N^{1/3}$, що підтверджує результати квазікласичного підходу.

1. D.V. Gorpichenko, A.G. Magner, J. Bartel. arXiv: 1811.03902v1 (2018).

ТОЧНЕ АНАЛІТИЧНЕ ОБЧИСЛЕННЯ ФОРМФАКТОРА ФЕРМІЄВСЬКОЇ ГУСТИНИ РОЗПОДІЛУ ЗАРЯДУ В ЯДРАХ

В. В. Давидовський, А. Д. Фурса

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Виконано побудову формфакторів розподілу заряду в ядрах з метою подальшого дослідження їхнього впливу на формування енергетичних спектрів протонів та кореляційних спектрів продуктів розщеплення дейтронів при розсіянні їх в ядерно-кулонівському полі ядра. Побудову формфактора здійснено за допомогою звичайної моделі Фермі для густини розподілу заряду в ядрі

$$\rho(r) = \rho_0 \cdot [1 + e^{\frac{r-R}{a}}]^{-1}, \rho_0 = Z / 4\pi a^3 F_2(k), k = R / a, \quad (1)$$

завдяки якій вдалося добре описати електричний формфактор ядра ^{12}C , а також відтворити положення нуля формфактора і інші його характеристики. Для моделі Фермі, на відміну від попередніх досліджень, знаходження формфактора проведено аналітично точно, без всяких наближень, які робилися раніше. Одержаний вираз містить як відому головну частину $F_0(Q)$, так і невелику поправку до нього $F_1(Q)$ (останньою зазвичай завжди нехтують):

$$F_{ch}(q) = \frac{4\pi}{qZ} \int_0^\infty r \rho_{ch}(r) \sin qr dr = F_0(Q) + F_1(Q), \quad Q = a q,$$

$$F_0(Q) = \pi \operatorname{csch}(\pi Q) [\pi \coth(\pi Q) \sin(kQ) - k \cos(kQ)] / Q F_2(k),$$

$$F_1(Q) = -\operatorname{Im}[\Phi(-e^{-k}, 2, -iQ)] / Q F_2(k), F_2(k) = \frac{k}{3} (\pi^2 + k^2) - 2\operatorname{Li}_3(-e^{-k}). \quad (2)$$

Вираз (2) був одержаний методом розкладання густини $\rho(r)$ в ряд по малим величинам e^{x-k} або e^{k-x} і в подальшому інтегруванні кожного доданку і на кінець підсумуванню одержаного результату. На рис. 1 зображено поведінку вказаних компонент, з якого видно, що при великих q поправка значно переважає основну компоненту. Але слід зазначити, що для таких q кваркова структура протонів буде також відігравати не аби яку роль.

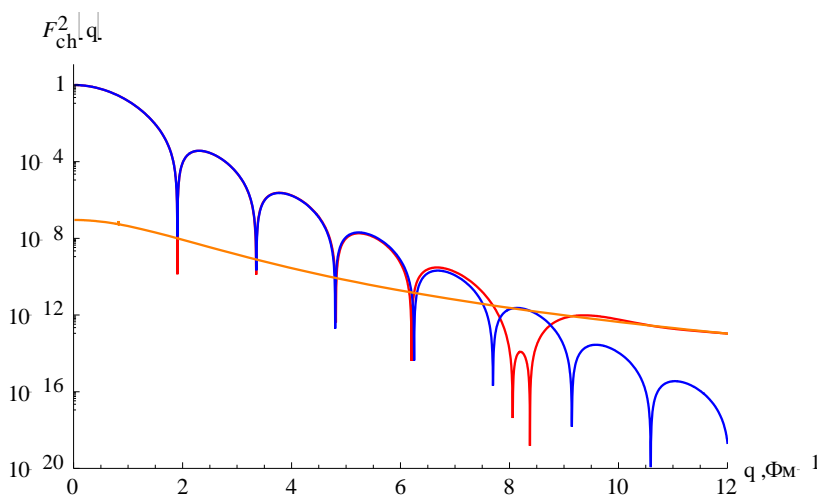


Рис. 1. Зарядовий формфактор ядра ^{12}C залежно від переданого імпульсу q . $F_0(q)$ – синя осцилююча лінія, $F_1(q)$ – оранжева (повільно спадаюча) лінія, $F_{ch}(q)$ – червона лінія.

Безпосереднє обчислення інтегралу (2) дало змогу представити суму в (2) у єдиній формі:

$$F_{ch}(q) = -\frac{1}{Q F_2(k)} \operatorname{Re} \left[\frac{d}{dQ} (-e^{ikQ - \pi Q} \operatorname{Beta}[-e^k, 1 - iQ, 0]) \right], \quad (3)$$

яка чисельно повністю збігається з результатом, зображеним на рис. 1.

Цікаво порівняти одержані вирази для $F_{ch}(q)$ з методом контурного інтегрування, або як ще його називають полюсним методом. Видно, що вираз (1) має прості полюси у першому і четвертому квадранті комплексної площини зображені на рис. 2: $z_s = k \pm i\pi(2s+1)$, $s = 0, 1, 2, \dots$

$$F_{ch}(q) = -\frac{2\pi a^2 \rho_0}{qZ} \frac{d}{dQ} \int_0^\infty dx \frac{e^{iQx} + e^{-iQx}}{1 + e^{x-k}} = -\frac{2\pi a^2 \rho_0}{qZ} \frac{d}{dQ} (J_1 + J_2).$$

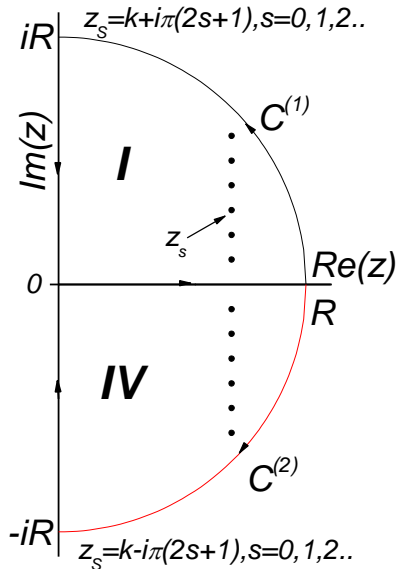


Рис. 2.

Внески J_1 і J_2 обчислюються згідно з очевидними формулами:

$$J_1 = \left\{ \oint_{C(1)} - \int_{i\infty}^0 - \int_0^\infty \right\} \frac{e^{iQz} dz}{1 + e^{z-k}}, \quad J_2 = \left\{ \oint_{C(2)} - \int_{-i\infty}^0 - \int_0^\infty \right\} \frac{e^{-iQz} dz}{1 + e^{z-k}},$$

$$F_1(Q) = \frac{e^{-k}}{Q F_2(k)} \int_0^\infty \frac{e^{-Qy} y \sin(y) dy}{1 + e^{-2k} + 2e^{-k} \cos y} \approx \frac{2e^{-k}}{F_2(k)(1+Q^2)^2}.$$

Величина $F_1(q)$ тут - це сумарний внесок інтегрування по уявній осі.

Кінцевий результат сумарного внеску полюсів (4) у I і IV квадрантах точно збігається з виразом $F_0(q)$, наведеним вище.

На рис. 3 показано поведінку головної частини форм фактора (ліворуч) і незначної поправочної частини (праворуч) залежно від переданого імпульсу q . Головна частина формфактора має просту аналітичну осцилюючу структуру. Поправка виявляється завжди позитивною, набагато менше основної і плавно падає з ростом q до нуля.

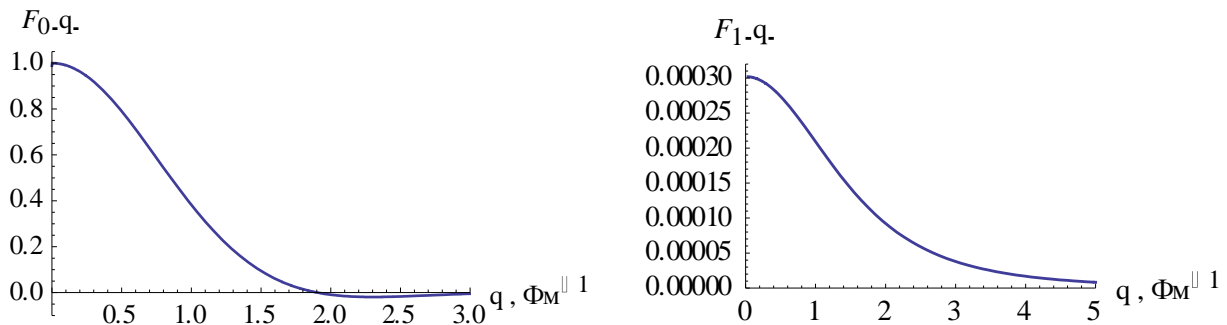


Рис. 3

Нарешті порівняння теоретичного формфактора з експериментом для ядра ^{12}C наведено на рис. 4.

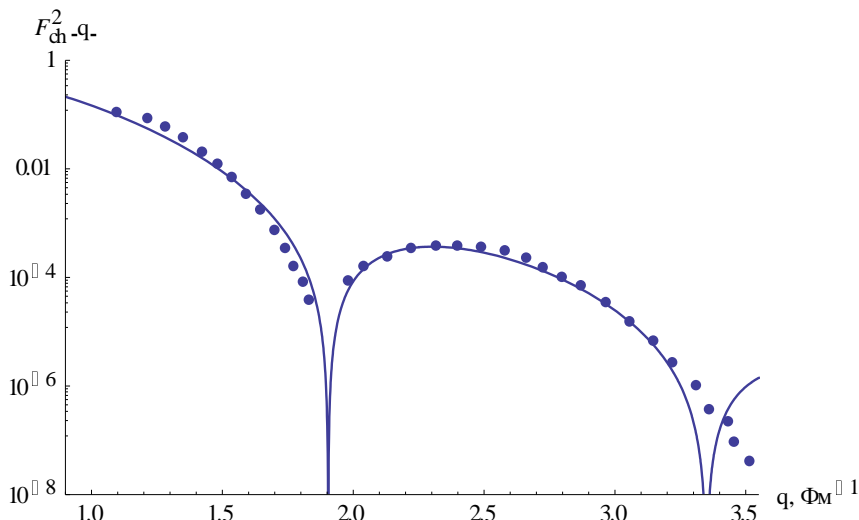


Рис. 4.

ЕМПІРИЧНІ СПІВВІДНОШЕННЯ ДЛЯ ПЕРЕРІЗІВ ЗЛИТТЯ ВАЖКИХ ІОНІВ

В. Ю. Денисов

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Ціль даної роботи – знайти прості формули для розрахунків поперечного перерізу злиття важких іонів з енергіями навколо бар'єра з плавними залежностями параметрів від однієї системи до іншої. В [1] було створено базу експериментальних даних поперечних перерізів злиття важких іонів для 1621 реакцій, виміряних для різних систем важких іонів при різних енергіях зіткнення. З цієї бази даних було відібрано 85 наборів даних для реакцій злиття сферичних важких іонів, які виміряні при енергіях навколо бар'єра. Було відібрано 1995 значень перерізів, виміряних для систем важких іонів від $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ з $Z_1 Z_2 = 36$ до $^{58}\text{Ni} + ^{124}\text{Sn}$ з $Z_1 Z_2 = 1400$, де Z_i – кількість протонів у ядрі i . Відібрано відносно сучасні набори даних, які містять значення поперечного перерізу, виміряні в широкому діапазоні енергій зіткнення.

Наш підхід заснований на формулі Вонга для поперечного перерізу злиття сферичних ядер [2]

$$\sigma(E) = 10 R^2 \hbar\omega / (2E) \ln[1 + \exp(2\pi(E - B)/(\hbar\omega))].$$

Формула Вонга залежить від енергії зіткнення E , висоти B і кривизни $\hbar\omega$ бар'єра. Використовуючи вибрані набори даних, знаходимо прості формули [3] для оцінки радіуса бар'єра i

$$R = R_1 + R_2 + 1,5701, \quad R_i = 1,2932 A_i^{1/3} - 4,1615/A_i,$$

висоти

$$B = Z_1 Z_2 e^2 / R$$

та кривизни

$$\hbar\omega = [153,23 Z_1 Z_2 (A_1 + A_2) / (A_1 A_2 R^3)]^{1/2} [1 + 2,5031 g_2 f(E) + 26,253 g_3 f(E) + 0,23335 Q_{1n} + 0,27863 Q_{2n}],$$

де

$$g_2 = A_1^{1/3} \beta_{21} / \epsilon_{21} + A_2^{1/3} \beta_{22} / \epsilon_{22}, \quad g_3 = A_1^{1/3} \beta_{31} / \epsilon_{31} + A_2^{1/3} \beta_{32} / \epsilon_{32}, \quad f(E) = (E/B)^3 [1 + \exp[-0,14215 (E - B)]].$$

Тут β_{Li} і ϵ_{Li} – амплітуда і енергія низькоенергетичного мультипольного поверхневого коливання в ядрі i , Q_{kn} – величина Q перенесення k -нейтронів з позитивним значенням. Радіус і висота бар'єра не залежать від енергії зіткнення, в той час як кривизна бар'єра сильно залежить від енергії зіткнення в нашому підході. Підставляючи ці формули у формулу Вонга, можна легко розрахувати перетин злиття для різних пар важких іонів [3].

Наша параметризація також корисна для обчислення астрофізичного S -фактора. Енергетична залежність астрофізичного S -фактора для реакцій $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$, $^{12}\text{C} + ^{14}\text{C}$, $^{14}\text{C} + ^{14}\text{C}$, $^{12}\text{C} + ^{18}\text{C}$ і $^{18}\text{C} + ^{18}\text{C}$ представлена на рис. 1. Відмітимо, що значення S -фактора для реакції $^{12}\text{C} + ^{18}\text{C}$ оцінюються з урахуванням і без урахування впливу передачі одного та двох нейтронів. Передачі нейтронів сильно збільшують значення S -фактора для цієї системи.

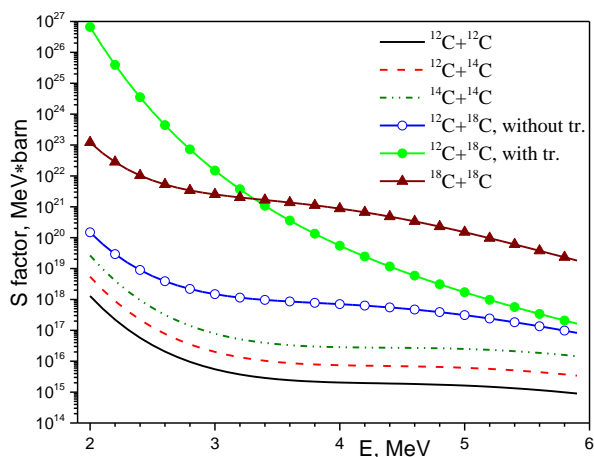


Рис. 1. Енергетична залежність астрофізичного S -фактора для реакцій $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$, $^{12}\text{C} + ^{14}\text{C}$, $^{14}\text{C} + ^{14}\text{C}$, $^{12}\text{C} + ^{18}\text{C}$ і $^{18}\text{C} + ^{18}\text{C}$.

Порівняння енергетичної залежності поперечного перерізу злиття важких іонів навколо бар'єра для деяких систем представлено на рис. 2.

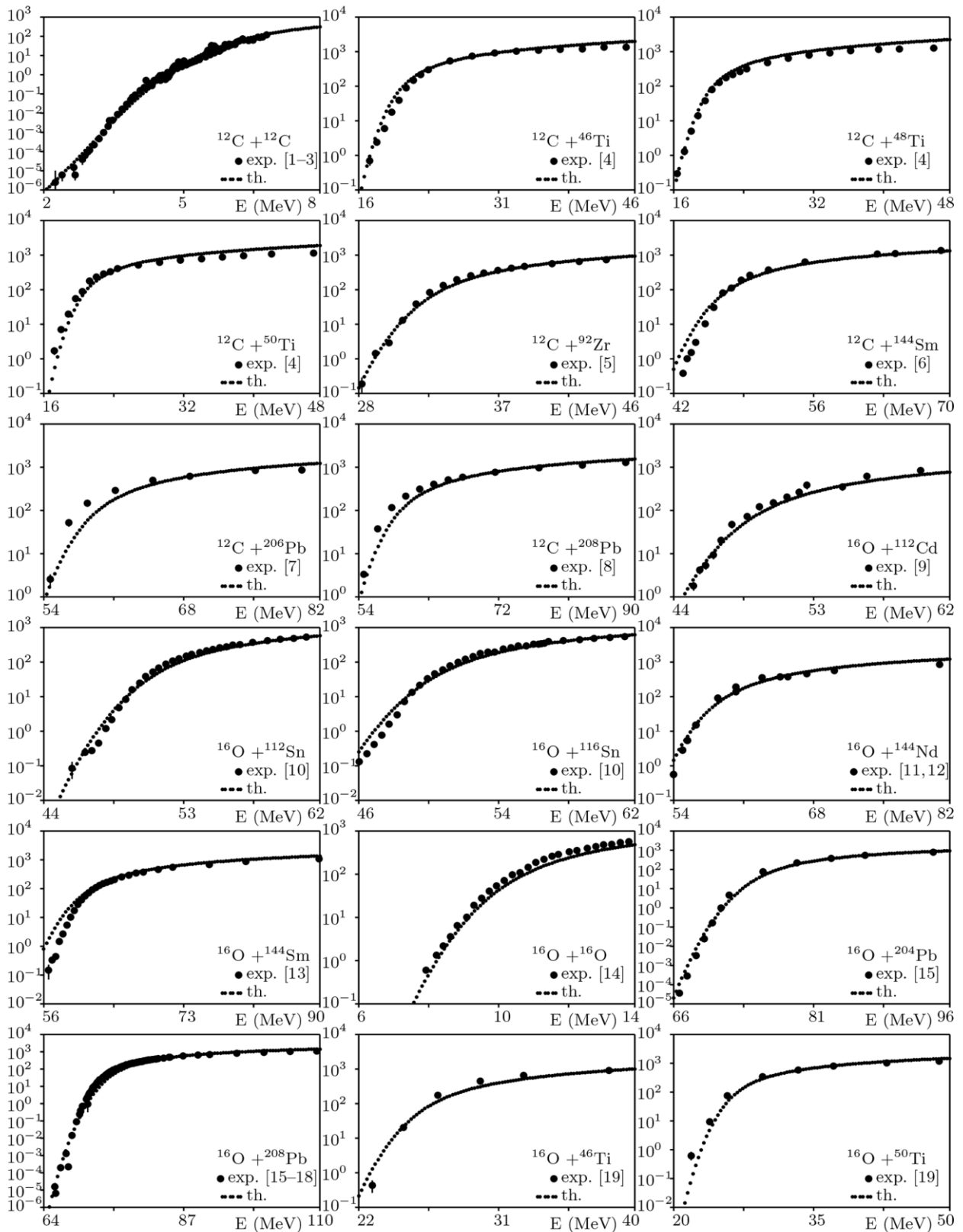


Рис. 2. Енергетична залежність поперечних перерізів злиття важких іонів навколо бар'єра.
Вісь Y на панелях показує величину перерізу злиття в мб.

1. A.V. Karpov et al. NIM A 859 (2017) 112 (<http://nrv.jinr.ru/nrv/webnrv/fusion/reactions.php>).
2. C.Y. Wong. Phys. Rev. Lett. 31 (1973) 766.
3. V.Yu. Denisov, I.Yu. Sedykh. Eur. Phys. J. A 55 (2019) 152.

РОЛЬ ЕЛЕКТРОННОГО ЕКРАНУВАННЯ В ЯДЕРНИХ РЕАКЦІЯХ

О. Я. Дзюблик

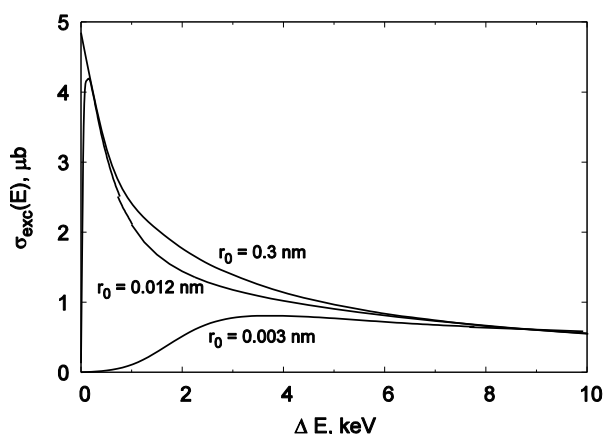
Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Вивчалось кулонівське збудження ядер в плазмі вільними електронами, кінетична енергія котрих перевищує порогову енергію ядерного переходу [1, 2]. Переріз збудження ядер розраховувався в борнівському наближенні з пошкодженими хвилями, що описували падаючі електрони, які рухаються в кулонівському полі ядра. Хвильова функція електронів розкладалась по парціальних хвилях. У випадку чисто кулонівської взаємодії використовувались для радіальних функцій $F_l(kr)$ відомі вирази. При врахуванні електронного екранування, потенціальна енергія електрона записувалась у вигляді

$$V(r) = - (Ze^2/r)\exp(-r/r_0),$$

де r_0 – радіус екранування, Ze – заряд ядра. При цьому функції $F_l(kr)$ рахувалися чисельно. Для самих перерізів $\sigma_{\text{exc}}(E)$ застосовувалися відомі формули Альдера тощо. [3].

Для ядра ^{201}Hg , в якому відбуваються E2 + M1-переходи з основного $3/2^-$ стану в збуджений $1/2^-$ стан з енергією $E_0 = 1,556$ кеВ була знайдена залежність $\sigma_{\text{exc}}(E)$ від енергії електронів E при різних значеннях радіуса екранування. Показано, що непружне розсіяння електронів у плазмі може бути ефективним методом збудження ядер, а імовірність E2-переходів на три порядки перевищує імовірність M1-переходів. Виявилось, що екранування суттєве лише при малих значеннях енергії розсіяних електронів $\Delta E = E - E_0$. З рисунка видно, що при дуже малих радіусах екранування, що напевно реалізуються в зірках з великою густиною, реакція пригнічена при енергіях $\Delta E \sim$ декілька кеВ. Крім того, розрахована залежність швидкості реакції збудження ядра від температури плазми при тих же значеннях r_0 , припускаючи, що плазма знаходиться в рівноважному стані. Знайдено, що при $r_0 = 0,003$ нм реакція подавлена при температурах від нуля до ~ 6 МК.



Залежність перерізу кулонівського збудження ядра ^{201}Hg від енергії $\Delta E = E - E_0$ при різних значеннях радіуса екранування r_0 .

Рівняння Шредінгера розв'язувалось як в адіабатичному наближенні, коли швидкості атомних електронів $v_e \gg v$, де v – швидкість відносного руху ядер, так і в наближенні раптового збурення, коли $v_e \ll v$. Для реакцій $d + D \rightarrow \text{He}^+ \rightarrow \dots$ гранична умова $v = v_e$ виконується для енергії відносного руху ядер $E = 25$ кеВ.

Переріз реакції для голих ядер записувався в стандартному вигляді

$$\sigma(E) = (S(E)/E)P(E),$$

де $S(E) \approx \text{const}$ називається спектроскопічним фактором, а множник $P(E) = e^{-G(E)}$ визначає імовірність тунелювання крізь кулонівський бар'єр. Нами доведено, що екранування впливає лише на $e^{-G(E)}$. В адіабатичному наближенні знаходилась ефективна потенціальна енергія для взаємодіючих ядер і показано, що переріз з врахуванням екранування

$$\sigma_{\text{scr}}(E) = (S(E)/E)P(E + U_e),$$

де U_e – енергія електронного екранування, яка дорівнює різниці енергії електронів в початковому

атомі мішені і падаючому іоні E_a та енергії E'_a атома, що утворюється при злитті ядер в компаунд ядро. У випадку $d + D$ реакцій у тонких мішенях $U_c = 40,8$ еВ. Зазначимо, що наведена формула для $\sigma_{scr}(E)$ справедлива лише, коли пробіг ядра під бар'єром значно менше розмірів атома, $r \ll a$, де a – борівський радіус. Для $d + D$ реакцій це має місце при енергіях $E \gg 24$ еВ. Тому ще були проведені варіаційні розрахунки за методом Галеркіна.

У наближенні раптового збурення показано, що енергія екранування визначається середнім значенням потенціальної енергії електронів атома на незбурених хвильових функціях.

Електронне екранування при низьких енергіях значно полегшує проходження заряджених іонів скрізь кулонівський бар'єр. Цей ефект визначається фактором підсилення

$$f(E) = \sigma_{scr}(E)/\sigma(E),$$

числові значення якого разом із $P_{scr}(E)$ наведено в таблиці.

**Імовірність тунелювання крізь екранований кулонівський бар'єр $P_{scr}(E)$
та фактор підсилення $f(E)$ залежно від енергії E для $d + D$ реакції, порашовані методом Галеркіна [5]**

| E, eV | 10 | 20 | 50 | 100 | 500 | 5000 |
|--------------|-----------------------|-----------------------|-----------------------|-----------------------|-----------------------|----------------------|
| $P_{scr}(E)$ | $1,54 \cdot 10^{-65}$ | $4,97 \cdot 10^{-58}$ | $6,10 \cdot 10^{-46}$ | $2,18 \cdot 10^{-36}$ | $2,38 \cdot 10^{-18}$ | $6,91 \cdot 10^{-6}$ |
| $f(E)$ | $4,25 \cdot 10^{70}$ | $1,58 \cdot 10^{38}$ | $7,08 \cdot 10^{14}$ | $3,50 \cdot 10^6$ | 5,56 | 1,06 |

1. G. Gosselin et al. Phys. Rev. C 79 (2009) 014604.
2. A.Ya. Dzyublik et al. EPL 102 (2013) 62001.
3. K. Alder et al. Rev. Mod. Phys. 28 (1956) 433.
4. A.Ya. Dzyublik. Phys. Rev. C 90 (2014) 054619.
5. A.Ya. Dzyublik, B.E. Grinyuk (to be published).

ВРАХУВАННЯ СКІНЧЕННОСТІ ЯДЕРНОГО ФАЙЕРБОЛУ У ДВОКОМПОНЕНТНІЙ МОДЕЛІ ВАН-ДЕР-ВААЛЬСА З ПРИТЯГАННЯМ МІЖ НУКЛОНАМИ

Я. Кривенко-Еметов^{1,2}, В. Коталевич²

¹ Національний технічний університет України

«Київський політехнічний інститут імені Ігоря Сікорського», Фізико-технічний інститут Київ, Україна

² Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Впродовж останнього десятиріччя статистичні моделі адронного газу активно використовуються для опису даних великого адронного колайдера (LHC) (та раніше Alternating Gradient Synchrotron (AGS) та Super proton synchrotron (SPS)) про вихід частинок в ядерно-ядерному (A + A) зіткненні за значних енергіях. Модель ВДВ з врахуванням адрон-адронних взаємодій на невеликих відстанях виявилася особливо корисною серед цих моделей. Це пов'язано з тим, що врахування ефекту відштовхування призводить до запобігання небажано великих значень щільності при високих температурах. Також, при зіткненнях важких високоенергетичних іонів у LHC, утворюється велика кількість різних видів частинок. Кількість цих частинок не фіксована. Тому адекватним математичним формалізмом для цих явищ виявився формалізм ВКА, в якому термодинамічні величини залежать не від кількості частинок, а від хімічних потенціалів. Протягом багатьох років були запропоновані та застосовані різні версії моделей ВДВ, які, в основному, використовувались для опису експериментальних даних щодо співвідношення кількості частинок при високих енергіях, коли десятки, чи, навіть, сотні адронів різних видів можуть народжуватись, що, звичайно, обмежується лише енергією зіткнень. Серед цих моделей можна виділити модель, запропоновану в [2]. У цій моделі введення феноменологічних параметрів радіусів твердого кора ядра $b_{ij} \sim \frac{2}{3} \pi (R_i^{(0)} + R_j^{(0)})$ помітно змінює вихід кількості частинок N_i і, в основному, підтверджується експериментальними результатами.

Щоб описати більш тонкі ефекти в залежності адронного тиску газу від щільності, різними авторами [6, 5] було запропоновано розвинення моделі [2], у якому враховувались ефекти притягання між адронами на великих відстанях $P_{attr} \sim a n^2$ (тут n – щільність, а параметр

$a \sim \sum_{i,j} a_{ij} / 4 \sim \sum_{i,j} u_{ij}^{(0)} (c_{ij} - b_{ij}) / 4$ пов'язаний з параметрами потенційної ями – кору відштовхування b_{ij} ,

притягання $c_{ij} = \frac{2}{3} \pi (R_i + R_j)$, температурою та глибиною ями $u_{ij}^{(0)}$). Однак і ця модель ВДВ належним чином не розвивається у випадку, коли досліджується скінченна ядерна система (як у випадку ядро-ядерних зіткнень спостерігається ядерний файербол розмірами $\langle r \rangle \sim 10 [Fm]$). Ця проблема була, в загальному випадку, вирішена для двоконпонентної системи, у якій формалізм ВКА призводить до подвійної суми, яку, в свою чергу, можна перетворити на багатовимірний інтеграл, інтегруючи методом перевалу біля сідлової точки з координатами N_1^*, N_2^* [5]. Зрозуміло, що було б добре застосувати цю модель до експерименту в ЦЕРН для зіткнень важких ядер. Нехай, для початку, енергії не досить високі й можна обмежитись лише двома сортами (протонами та нейтронами). Звичайно ми повинні це зробити у випадку нерелятивістської межі із збереженням кількості частинок без народження нових частинок.

Як відомо двочастинкова статистична сума ВКА $Z(V, T, \mu_1, \mu_2)$ виражається таким чином через двочастинкову статистичну суму у Канонічному ансамблі $Z(V, T, N_1, N_2)$:

$$Z(V, T, \mu_1, \mu_2) = T^2 \int_0^\infty dN'_1 \int_0^\infty dN'_2 \exp[-\Phi(N'_1, N'_2)].$$

Інтеграція проведена методом перевалу дає такий результат:

$$Z(V, T, \mu_1, \mu_2) \sim \frac{\pi T^2}{2\Phi''(N_1^*, N_2^*)} \exp[-(\mu_1^* N_1^* + \mu_2^* N_2^*)] Z(V, T, N_1^*, N_2^*), \quad (1)$$

де координати сідлової точки N_1^*, N_2^* знаходяться з умови $\left. \frac{\partial \Phi}{\partial N'_i} \right|_{N'_i=N_i^*} = 0, (i = 1, 2)$, а

$$\Phi''(N_1^*, N_2^*) = \begin{vmatrix} d_{11} & d_{12} \\ d_{21} & d_{22} \end{vmatrix}, d_{ij} = \frac{\partial^2 \Phi}{\partial N_i' \partial N_j'} \Big|_{N'=N^*}. \text{ Згідно з означенням тиску у ВКН з виразу для статистич-}$$

ної суми легко можна отримати вираз для тиск газу ВДВ, який у термодинамічній межі ($V \rightarrow \infty$) переходить у звичайний віріальний розклад ВДВ за густиною.

$$P(T, \mu_1, \mu_2) \approx T \left[\xi_1 + \xi_2 + B_{11} \xi_1^2 + B_{22} \xi_2^2 + (\tilde{B}_{12} + \tilde{B}_{21}) \xi_1 \xi_2 \right] + \Delta P, \quad (2),$$

де $\Delta P \approx -\ln\left(\frac{B^*}{V}\right) / 2V$ враховує поправку від скінченного об'єму (у даному випадку файрболу), та зникає у термодинамічній межі.

У такому формалізмі вдається ввести органічним чином закон збереження хімпотенціалів, які виявляються пов'язаними з умовою на знаходження сідлової точки, оскільки у термодинамічній межі

$$\mu_i^* \rightarrow \mu_i = \left(\frac{\partial F(V, T, N_i, N_j)}{\partial N_i} \right), \text{ де } F(V, T, N_i, N_j) \text{ є вільна енергія. З означення густини легко отримати,}$$

$$\text{що } n_i = \left(\frac{\partial P}{\partial \mu_i} \right) = \xi_i \text{ З урахуванням цього, віріальний розклад (2) у звичайний спосіб можна переписати}$$

у вигляді ВДВ

$$P(T, \mu_1, \mu_2) \approx T \frac{n_1}{1 - b_{11}n_1 - \tilde{b}_{21}n_2} + T \frac{n_2}{1 - b_{22}n_2 - \tilde{b}_{12}n_1} - n_1(a_{11}n_1 + \tilde{a}_{21}n_2) - n_2(a_{22}n_2 + \tilde{a}_{12}n_1) + \Delta P. \quad (3)$$

Для більш адекватного опису ядро-ядерних взаємодій нами була запропонована таке узагальнення моделі ВДВ: 1) Будемо розглядати випадок коли середні міжнуклонні енергії зіткнень суттєво не перевищують поріг народження інших адронів й можна обмежитись лише двома сортами ("1" - протони, "2" - нейтрони); 2) Із закону збереження баріонного числа $Z + N = A$ введемо такий зв'язок між густиною протонів та нейтронів $n_1 + n_2 = n$; 3) Нуклонний склад ядер, що стикаються, будемо вважати відомим й таким, що $n_1 = kn_2$, де $k < 1$ (у важких ядер надлишок нейтронів). 4) Радіуси твердого кора протонів вважаємо відомими $R_1^{(0)} \approx 0,5 \div 0,8 [Fm]$, а радіус твердого кора нейтронів приймемо набагато меншим за радіус протона $R_2^{(0)} \ll R_1^{(0)}$ (середньоквадратичний радіус нейтрона, згідно із сучасними уявленнями, набагато менший за протонний радіус та становить $\sim 1/200 \div 0,2 [Fm]$. З рівняння (3) отримуємо:

$$P(T, \mu_1, \mu_2) \approx T \frac{n^*(k+1-\alpha n^*)}{1-\beta n^* + \gamma n^{*2}} - a^* n^{*2} + \Delta P,$$

де $n^* = n/(1+k)$, $a^* = a_{11}k^2 + (\tilde{a}_{12} + \tilde{a}_{21})k + a_{22}$, $\alpha = b_{11}k + \tilde{b}_{12} + \tilde{b}_{21}k^2 + b_{22}k$, $\beta = b_{11}k + \tilde{b}_{12} + \tilde{b}_{21}k + b_{22}$, $\gamma = b_{11}kb_{22} + k^2b_{11}\tilde{b}_{12} + \tilde{b}_{12}\tilde{b}_{21}k + b_{22}\tilde{b}_{21}$. За умови $R_2^{(0)} \ll R_1^{(0)} \Rightarrow b_{22} \ll b_{11} \Rightarrow \alpha \approx \beta$ тому

$P(T, \mu_1, \mu_2) \approx Tn^*(1+k/(1-\beta n^*)) - a^* n^{*2} - T \ln(B^*/V_{\max}) / 2V_{\max}$ 3. Прирівнюючи першу та другу похідні нулю, знаходимо критичні параметри моделі: $n_c \sim (1-1/6)(1+k)/\beta$, $T_c \sim a^*(7/(6k)-1)/\beta > 0$, та

$$P(T, \mu_1, \mu_2) \approx (a^*(7/6-k^2) - a^* \ln(B^*/V_{\max})) / \beta^2.$$

1. L.D. Landau, E.M. Lifshitz. Course of Theoretical Physics. Statistical Physics.
2. M.I. Gorenstein, A.P. Kostyuk, Ya.D. Krivenko. J. Phys. G 25 (1999) 75.
3. R. Kubo. *Statistical Physics II. Solid State Sciences*. Vol. 31 (Berlin, Springer, 1985).
4. М.В. Федорюк. *Метод перевала* (Москва, 1977).
5. Ya.D. Krivenko-Emetov, arXiv:1909.08441v1 [hep-ph] (18 Sep 2019); Ya.D. Krivenko-Emetov. In: XIV Ann. Sci. Conf. of the Institute for Nuclear Research, Kyiv, April 10 - 13, 2017 (Kyiv, 2017) p. 36.
6. V. Vovchenko et al. Phys. Rev. C 96 (2017) 045202.
7. В.В. Коталевич, Я.Д. Кривенко-Еметов. Врахування скінченності ядерного файрболу у двокомпонентній моделі Ван-дер-Ваальса з притяганням між нуклонами. В кн.: Актуальні питання сучасної фізики (К.: ВПІ ППК «Політехніка», 2020) с. 34.

КОЛЕКТИВНІ ЕФЕКТИ ПРИ БЕТА-РОЗПАДІ НЕПАРНИХ ЯДЕР

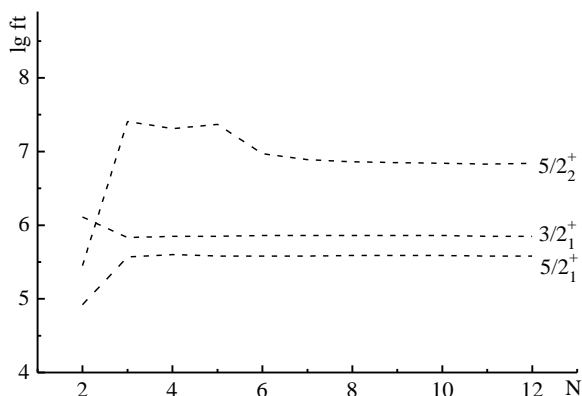
Г. П. Куртєва

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Вплив колективних ступенів свободи на ймовірності бета-переходів специфічний для кожного ядра, без їхнього обліку неможливо із прийнятною точністю описати бета-розпад непарних ядер. У запропонованому методі [1] у рамках динамічної колективної моделі (ДКМ) враховуються квазічастинкові й багатофонові (до десяти фоновів) стани основної смуги парно-парного остова, а також вплив вакуумних флуктуацій квазічастинок на перенормування одночастинкових моментів і ефективних сил. Спочатку розраховуються енергії, магнітні дипольні й електричні квадрупольні моменти, спектроскопічні фактори основного й збудженого станів дочірніх ядер, а також зведені ймовірності електромагнітних переходів між ними. Розрахунок бета-розпаду проводиться після обчислення цих спектроскопічних характеристик без введення додаткових параметрів.

У кожному ланцюжку розпадчиків відбуваються бета-розпади двох типів: U-типу (розпадається непарний нуклон) і V-типу (розпадається нуклон з пари). Тому отримано два матричних елементи гамільтоніана слабкої взаємодії для розрахунку цих розпадів, а назва обрана через наявність у першому доданку матричного елемента відповідного числа Боголюбова. Кожний з матричних елементів складається з 12 доданків, що є сумами по 10 змінним.

При бета-розпаді U-типу облік колективних ступенів свободи може збільшувати, зменшувати або незначно впливати на ймовірність бета-переходу на конкретний стан дочірнього ядра в порівнянні з одночастинковою оцінкою. Як приклад наводимо залежності $\lg ft$ (t – парціальний період напіврозпаду) від кількості доданків, що враховуються у матричному елементі гамільтоніана слабкої взаємодії для бета-розпаду $^{133}\text{Xe} \rightarrow ^{133}\text{Cs}$ (праворуч зазначені спини станів, на які відбуваються бета-переходи, лінії проведено умовно).

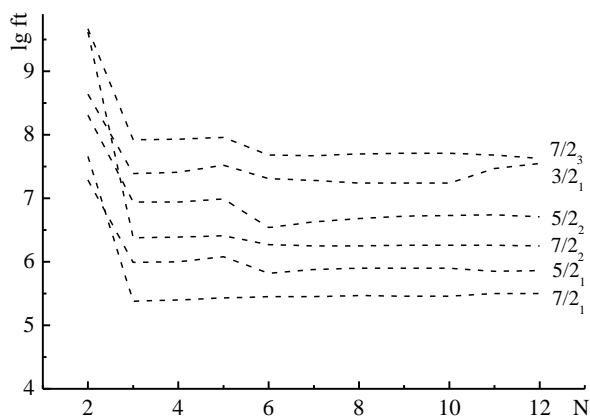


Звертаємо увагу, що для переходу на стан $5/2_2^+$ внесок 3-го доданка, пов'язаного з народженням фоновів, зменшує зведену ймовірність бета-розпаду майже на два порядки, що зустрічається саме для "j-1"-аномалії в розпадах U-типу, тоді як у розпадах V-типу цей доданок збільшує ймовірність розпаду.

У таблиці наведено $\lg ft$ для переходів на збуджені стани ^{133}Cs : експериментальні, розраховані в ДКМ і в МКФМ (мікроскопічній квазічастинково-фоновій моделі) [2]. У першому рядку зазначені спини станів, на які відбуваються бета-переходи, у

другий – енергії цих станів, у третьої – інтенсивності бета-переходів. $\lg ft$ для інтенсивного бета-переходу на $5/2_1^+$ -стан, розрахований у МКФМ, на 1,8 відрізняється від експериментального, значить ймовірність бета-переходу відрізняється більш, ніж на півтора порядку. Причину такої розбіжності автори роботи [2] пояснюють наявністю колективних домішок у хвильових функціях (при розрахунку бета-переходу на цей стан вони використали зведений матричний елемент гамільтоніана слабкої взаємодії по одноквазічастинковим хвильовим функціям). Крім цього, вони не враховували вакуумні флуктуації квазічастинок, які в цьому випадку відіграють істотну роль. $5/2_2^+$ -стан є однофоновим збудженням на $7/2_1^+$ -стані, головний внесок у якій дає одночастинковий стан $g_{7/2}$. $\lg ft$ розрахований у МКФМ для цього стану, добре узгоджується з експериментальним, тому що в моделі враховується внесок однофонових компонент хвильової функції.

| Γ^π | $5/2_1^+$ | $5/2_2^+$ | $3/2_1^+$ |
|------------------------|-----------|-----------|------------|
| E, кеВ, експеримент | 80,99 | 160,61 | 383,84 |
| I, % | 98,5(13) | 1,4(6) | 0,0087(10) |
| $\lg ft$, експеримент | 5,619(12) | 7,10(19) | 6,86(9) |
| $\lg ft$, ДКМ | 5,58 | 6,83 | 5,85 |
| $\lg ft$, МКФМ | 3,8 | 6,8 | 5,6 |



При бета-розпаді V-типу облік колективних ступенів свободи завжди збільшує ймовірності бета-переходів у порівнянні з одночастинковою оцінкою. Особливо великий внесок дає третій доданок матричного елемента, пов'язаний з народженням фононів. У цьому випадку розпадається пара з фонуна й народжується новий фонон. На рисунку показано залежності $\lg ft$ від кількості доданків, що враховуються у матричному елементі гамільтоніана слабкої взаємодії для бета-розпаду $^{97}\text{Ru} \rightarrow ^{97}\text{Tc}$. У цьому бета-розпаді третій доданок збільшує ймовірність

бета-переходу на $7/2_2^+$ – стан на три порядки. При більших енергіях бета-розпаду це збільшення може досягати чотирьох порядків.

Порівняння розрахованих і експериментальних значень $\lg ft$ для бета-розпаду $^{97}\text{Ru} \rightarrow ^{97}\text{Tc}$ представлено в таблиці. Результати розрахунків добре узгоджуються з експериментальними даними.

| Γ^π | $7/2_1^+$ | $5/2_1^+$ | $5/2_2^+$ | $7/2_2^+$ | $7/2_3^+$ | $3/2_1^+$ |
|------------------------|-----------|-----------|-----------|-----------|-----------|-----------|
| E, кеВ, експеримент | 215,7 | 324,4 | 785,0 | 855,4 | 969,7 | 994,7 |
| $\lg ft$, експеримент | 5,5 | 6,3 | 6,5 | 7,6 | 6,7 | 7,6 |
| I, % | 87,68 | 11,01 | 1,06 | 0,05 | 0,099 | 0,007 |
| $\lg ft$, ДКМ | 5,5 | 5,9 | 6,7 | 7,6 | 6,3 | 7,5 |

1. И.Н. Вишневский и др. ЯФ 57(1) (1994) 17.
2. J. Toivanen, J. Suhonen. Phys. Rev. C 57 (1998) 1237.

ДОСЛІДЖЕННЯ КВАРКОВОЇ МАТЕРІЇ У ЯДРАХ ПРИ РОЗСІЯННІ ПРОТОНІВ НА НИХ МЕТОДАМИ ГАЛЬМІВНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ ФОТОНІВ

С. П. Майданюк

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Гальмівні фотони є потужним засобом експериментального дослідження розподілу електромагнітної речовини. Відповідно до основних положень квантової електродинаміки, припущення у тому, що протон (що взаємодіє з ядром та розсіюється на ньому) містить не точковий розподіл електричного заряду та магнітного моменту, принципово може бути перевірено (визначено). Ще одною мотивацією дослідження є мета пояснити аномальний магнітний момент протона при його взаємодії з ядром (на основі реалістичних взаємодій).

Ми вивчаємо випромінювання гальмівних фотонів при розсіянні протонів на легких, середніх та важких ядрах-мішенях при енергіях пучків протонів від білянульової до 1 GeV. Головним фокусом досліджень є спроба побачити внутрішню структуру нуклонів ядра-мішені та розсіяного протона у спектрах гальмівного випромінювання на основі побудованої нашої нової моделі у області енергій від нульових до проміжних. У доповіді буде представлено результати наших перших таких досліджень.

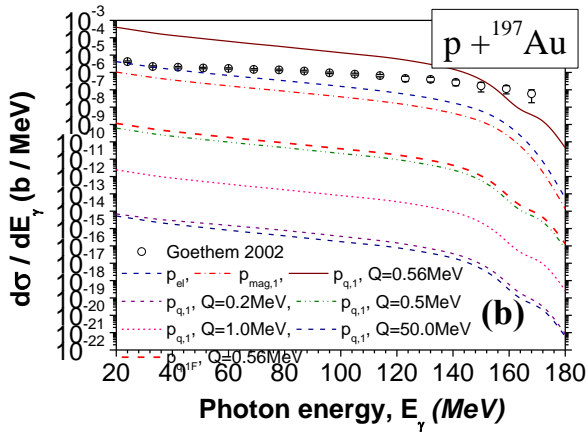


Рис.1. Спектри випромінювання гальмівних фотонів після включення внутрішньої структури розсіяного протона на ядрах ^{197}Au у порівнянні з експериментальними даними при енергії пучків протонів 180 MeV.

Особливістю даного дослідження є врахування некогерентного випромінювання, що не було зроблено у першій нашій роботі [3] та є важливим.

У роботі ми представляємо наші перші оцінки (передбачення та аналіз властивостей) випромінювання гальмівних фотонів для розсіювання протонів на ядрах ^{12}Be , $^{42,44,48}\text{Ca}$, ^{54}Fe , ^{208}Pb (саме такі ядра вибрано тому, що для них існують експериментальні дані гальмівного випромінювання, але без дослідження структури протона).

Формалізм нового підходу побудовано на основі поєднання теорії глибоко непружних зіткнень (ГНЗ) [1] та раніше розвинутої нами теорії гальмівного випромінювання, застосованої для протон-ядерного розсіяння [2]. У такому формалізмі, спектри випромінювання виявляються чутливими до параметра Q^2 віртуальних фотонів (такі фотони є квантами обміну електромагнітної взаємодії між розсіяним протоном та одним з нуклонів ядра-мішені). Цей параметр пов'язаний з розподілом електромагнітного заряду у розсіяному протоні (рисунок).

1. W. Greiner, E. Stein, S. Schramm. *Quantum chromodynamics*. 2-nd ed. (Springer, 2002).
2. S.P. Maydanyuk. Phys. Rev. C 86 (2012) 014618; S.P. Maydanyuk, P.-M. Zhang. Phys. Rev. C 91 (2015) 024605.
3. S.P. Maydanyuk, P.-M. Zhang, L.-P. Zou. Phys. Rev. C 99 (2019) 064602.

РОЗРАХУНКИ ПОПЕРЕЧНИХ ПЕРЕРІЗІВ ПІДБАР'ЄРНОГО ЗЛИТТЯ ТА ПРУЖНОГО РОЗСІЯННЯ ВАЖКИХ ІОНІВ У РАМКАХ МОДИФІКОВАНОГО ПІДХОДУ ТОМАСА - ФЕРМІ З СИЛАМИ СКІРМА

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

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

У даній роботі [1] було розраховано потенціали ядерно-ядерної взаємодії для систем $^{16}\text{O} + ^{56}\text{Fe}$ та $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$ в рамках модифікованого методу Томаса - Фермі. При цьому в квазікласичному розкладі кінетичної енергії по степенях \hbar було враховано всі можливі доданки з точністю до \hbar^2 , а в якості нуклон-нуклонної взаємодії використовуються сили Скірма, що залежать від густини [2 - 5]. У рамках цього підходу розподіли нуклонної густини у ядрах, що взаємодіють, визначалися в наближенні Хартрі - Фока - БКШ з силами Скірма. Для сил Скірма в обох випадках ми використовували параметризацію SkM*. Зауважимо, що модифіковане наближення Томаса - Фермі та теорія Хартрі - Фока - БКШ з силами Скірма добре описують енергії зв'язку ядер, розподіли нуклонної густини, середньоквадратичні радіуси та багато інших характеристик основних та збуджених станів ядер.

Потенціали було розраховано в наближенні «заморожених густин», яке може бути застосовано при енергіях зіткнення, що лежать в околі бар'єра. Використовуване наближення дає змогу детально досліджувати властивості ядерно-ядерної взаємодії в околі точки дотику ядер.

На основі отриманих потенціалів розраховано перерізи підбар'єрного злиття для систем $^{16}\text{O} + ^{56}\text{Fe}$ та $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$. Для обрахування перерізів ми використовували програму CCFULL, що виконує розрахунок з урахуванням зв'язку каналів з низьколежачими мультипольними вібраційними поверхневими збудженнями в обох ядрах. При цьому ядерна частина потенціалу ядерно-ядерної взаємодії параметризується за допомогою потенціалу Вудса - Саксона (рис. 1). У програмі також враховуються нелінійні ефекти зв'язку з багатофононними мультипольними збудженнями поверхні. Параметри збуджень 2^+ і 3^- , які необхідні для розрахунку перерізу за допомогою програми CCFULL, було взято з відповідних компіляцій експериментальних даних.

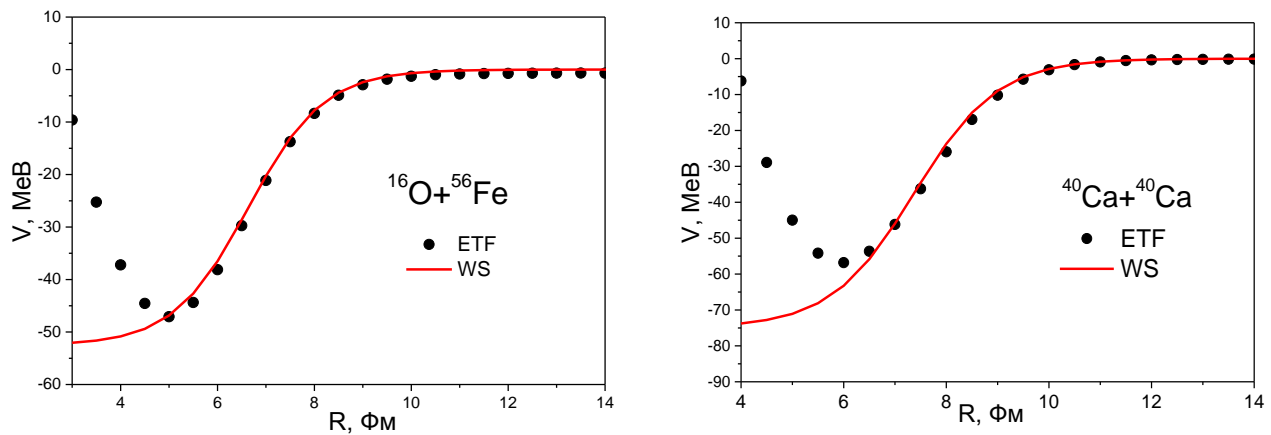


Рис. 1. Ядерна частина потенціалів взаємодії для систем $^{16}\text{O} + ^{56}\text{Fe}$ та $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$, одержаних у модифікованому наближенні Томаса - Фермі (ETF), а також її апроксимація потенціалами Вудса - Саксона (WS).

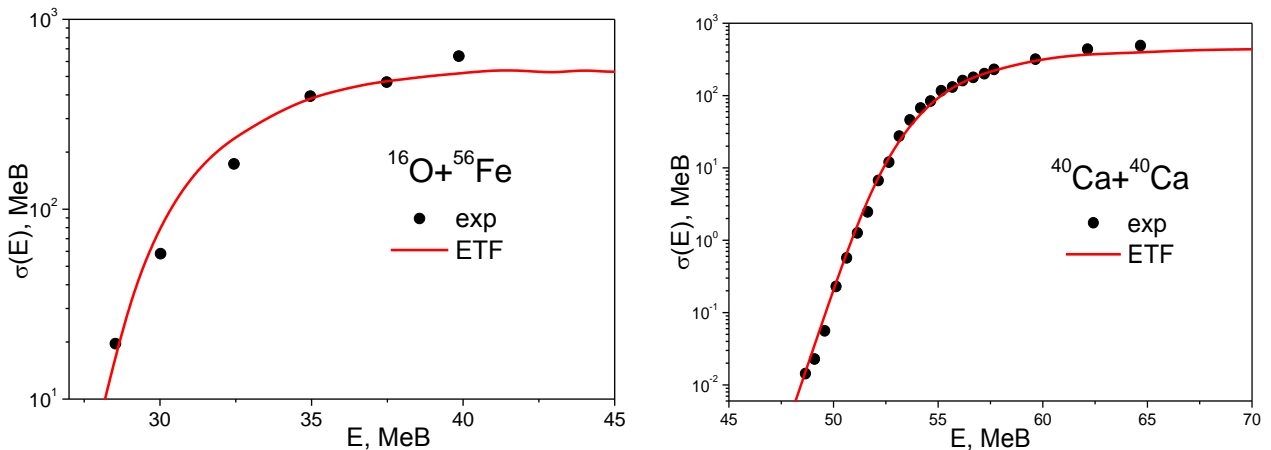


Рис. 2. Перерізи підбар'єрного злиття для систем $^{16}\text{O} + ^{56}\text{Fe}$ та $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$, одержані на основі потенціалів ядерно-ядерної взаємодії, отриманих у модифікованому наближенні Томаса - Фермі.

Одержані за допомогою програми CCFULL перерізи підбар'єрного злиття наведено на рис. 2. Як бачимо, вони цілком задовільно описують наявні експериментальні дані.

Використовуючи отримані потенціали ядерної частини ядерно-ядерного потенціалу для дійсної частини взаємодії, в рамках оптичної моделі було одержано перерізи пружного розсіяння для систем $^{16}\text{O} + ^{56}\text{Fe}$ та $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$. Результати розрахунків перерізів пружного розсіяння для системи $^{16}\text{O} + ^{56}\text{Fe}$ за енергії пучка $E_{\text{lab}} = 44$ MeV та для системи $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$ за енергії пучка $E_{\text{cm}} = 71,8$ MeV представлено на рис. 3. Як видно з рисунка, знайдені нами перерізи пружного розсіяння добре узгоджуються з експериментальними даними.

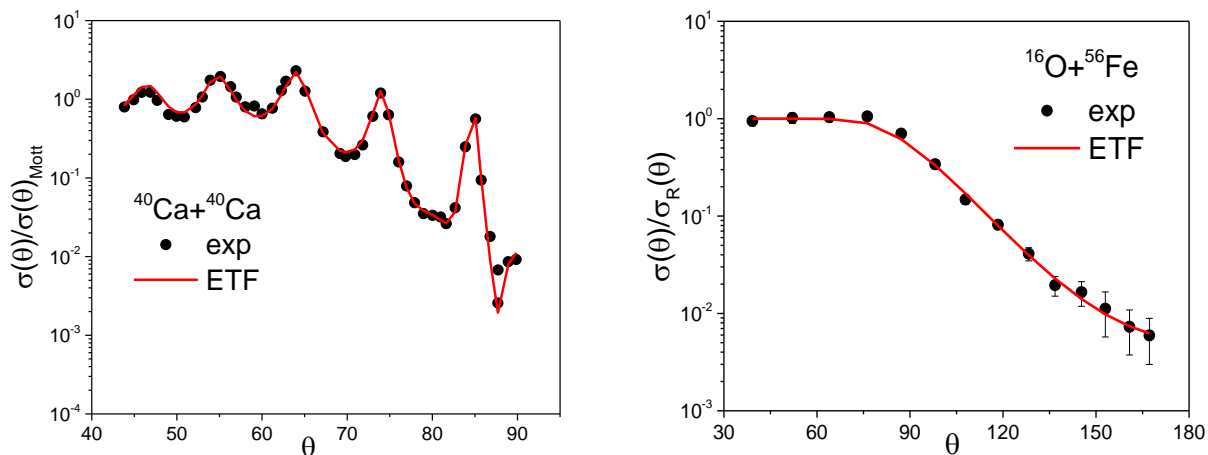


Рис. 3. Перерізи пружного розсіяння для систем $^{16}\text{O} + ^{56}\text{Fe}$ та $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$, одержані на основі потенціалів ядерно-ядерної взаємодії, отриманих у модифікованому наближенні Томаса - Фермі.

Таким чином, в рамках модифікованого методу Томаса-Фермі нами було отримано ядерно-ядерні потенціали для реакцій $^{16}\text{O} + ^{56}\text{Fe}$ та $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$. На основі отриманих потенціалів одержано перерізи підбар'єрного злиття та пружного розсіяння, що добре узгоджуються з експериментальними даними.

1. В.О Нестеров, О.І. Давидовська, В.Ю. Денисов. Ядерна фізика та енергетика 20(4) (2019) 349.
2. О.І. Давидовська, В.Ю. Денисов, В.О. Нестеров. УФЖ 62(6) (2017) 471.
3. О.І. Давидовська, В.Ю. Денисов, В.О. Нестеров. Ядерна фізика та енергетика 19(3) (2018) 203.
4. О.І. Davydovska, V.Yu. Denisov, V.A. Nesterov. Nucl. Phys. A 989 (2019) 214.
5. О.І. Давидовська, В.Ю. Денисов, В.О. Нестеров. Ядерна фізика та енергетика 11(1) (2010) 25.

КОМП'ЮТЕРНЕ МОДЕЛЮВАННЯ ПОВЕДІНКИ ЧАСТИНОК ЗА МЕЖАМИ СТАНДАРТНОЇ МОДЕЛІ

Т. В. Обіход, Є. О. Петренко

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

В аспекті прецизійного пошуку нової фізики за межами Стандартної Моделі (СМ) представлено моделювання ді-струйних резонансів, властивостей бозонів Хіггса і посередників темної речовини (ТР), які прогнозуються новими фізичними моделями [1, 2]. Для цієї цілі було використано сучасну програму MCFM – Monte Carlo for FeMtobarn processes, v.9.0 задля моделювання широкого спектра процесів, які спостерігаються на Великому адронному колайдері (ВБК) [3].

Нами було розраховано диференційний переріз утворення для інваріантного розподілу маси та кінематичні властивості продуктів розпаду при енергії 14 ТеВ. З аналізу отриманих результатів ми зробили такі висновки:

- для двоструйних процесів при врахуванні електрослабких поправок Судакова спостерігалася залежність від кутового розподілу і відсутність залежності як у розподілі з інваріантною масою так і в розподілі з імпульсів;

- отримано найбільші значення диференційних перерізів з імпульсів та кутів для утворення А бозону при його розпаді на *b* кварки порівняно з розпадами на тау-лептоми для поперечних імпульсів більших за 80 ГеВ, що наведено на рис. 1;

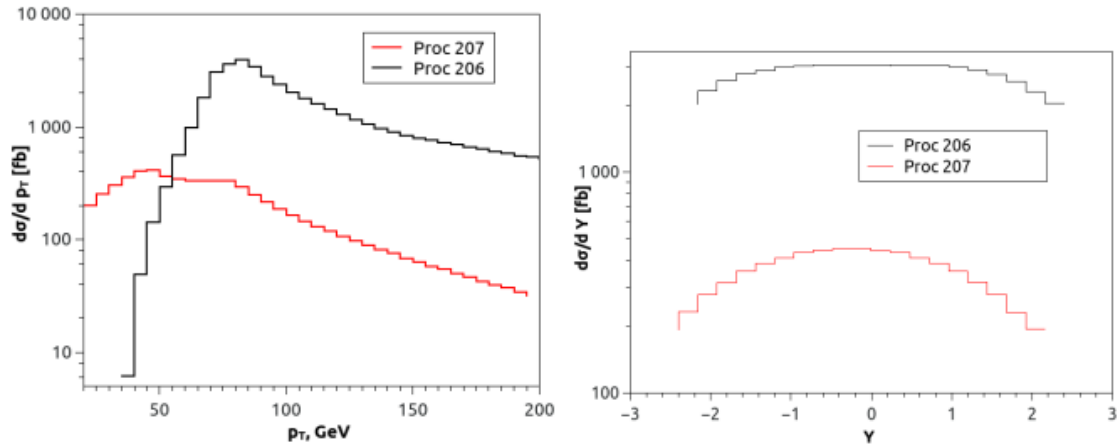


Рис. 1. Диференційні перерізи утворення А бозону по поперечним імпульсам (зліва) і по кутах (справа).

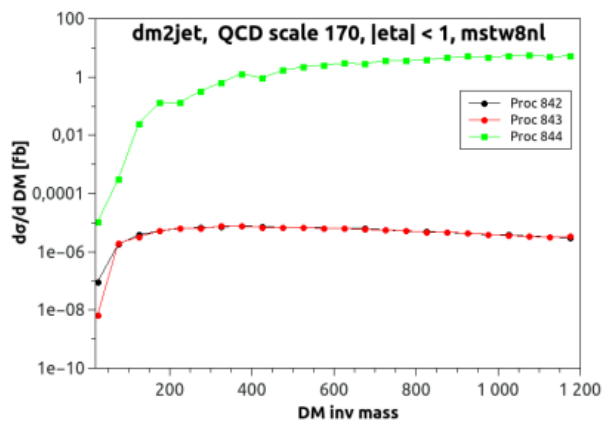


Рис. 2. Інваріантний масовий розподіл трьох процесів утворення ТР при енергії 14 ТеВ в протон-протонному зіткненні.

- обчислено розподіл диференційного перерізу утворення медіаторів ТР по масі і отримано максимальне значення перерізу при масі ТР приблизно 100 ГеВ. Отримано кінематичну інформацію ТР при розрахунках диференційних перерізів по кутах і імпульсах, яка вказує на масову область Скалярного Посередника близько 200 - 400 ГеВ. Наведено розрахунки трьох процесів формування медіаторів ТР, які вказують на переважання процесу з оператором Gluonic DM та відсутність явного резонансу, що наведено на рис. 2.

1. T.V. Obikhod, I.O. Petrenko. Computer modeling of production cross sections for beyond SM particles. arXiv:2001.08648v1 [hep-ph] 8 Jan 2020.
2. P. J. Fox, C. Williams. Next-to-leading order predictions for dark matter production at hadron colliders. Phys. Rev. D 87 (2013) 054030.
3. J.M. Campbell, D. Wackerth, J. Zhou. Study of weak corrections to drell-yan, top-quark pair, and dijet production at high energies with MCFM. Phys. Rev. D 94 (2016) 093009.

ДОСЛІДЖЕННЯ МЕХАНІЗМУ ЕЛЕКТРОСЛАБКОГО ПОРУШЕННЯ СИМЕТРІЇ ПРИ РОЗПАДІ БОЗОНА ХІГГСА НА ЧОТИРИ ФЕРМІОНИ

Т. В. Обіход, Є. О. Петренко

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Відкриття в 2012 р. бозона Хіггса і подальші дослідження його властивостей показали його сумісність зі стандартною моделлю (СМ). Однак, оскільки СМ бозон Хіггса є скалярною частинкою, він характеризується чутливістю до можливих нових фізичних масштабів. Таким чином, з'являються можливості для очікування нової фізики, званої суперсиметрією (SUSY).

Моделі з розширеними секторами бозона Хіггса мають першорядне значення для дослідження механізму порушення електрослабкої (EW) симетрії при розпаді Хіггса на чотири ферміони і при утворенні бозону Хіггса з векторними бозонами (VBF). У рамках моделі з двома дублетами Хіггса (THDM) [1] з використанням двох сценаріїв, отриманих у результаті експериментальних вимірювань, ми представили NLO розрахунки ширини розпаду легкого CP-парного бозона Хіггса на чотири ферміони, $h \rightarrow 4f$. За допомогою програми Монте-Карло Prophecy 4f 3.0 [2] ми вирахували значення

$$\Gamma = \Gamma_{EW} / (\Gamma_{EW} + \Gamma_{SM}), \quad \Gamma = \Gamma_{EW} + \Gamma_{QCD} / (\Gamma_{EW} + \Gamma_{QCD} + \Gamma_{SM})$$

для каналів розпаду бозона Хіггса $H \rightarrow \nu_{\text{anti}}\mu_{\text{anti}}\nu_{\text{e}}\mu_{\text{anti}}$, $\mu_{\text{anti}}\mu_{\text{e}}$ і $\text{anti-e}\mu_{\text{e}}$. Ми також не виявили суттєвої різниці при обліку поправок КХД в EW-процеси при розпаді бозона Хіггса.

За допомогою комп'ютерних програм Pythia 8.2 і Softsusy [3] ми порахували такі значення перерізів: $\sigma(ff \rightarrow H)BR(H \rightarrow ZZ)$ і $\sigma(ff \rightarrow H)BR(H \rightarrow WW)$ для VBF процесів і $\sigma(ggH)BR(H \rightarrow WW)$ через t та \bar{t} процес злиття при 13 і 14 TeV для з'ясування природи відхилення від СМ експериментальних даних [4, 5] і для подальшого дослідження SUSY процесів на LHC. Ми зробили висновок, що істотний внесок у розрахунки вносить ширина розпаду бозону Хіггса, BR, порівняно з її перерізом утворення.

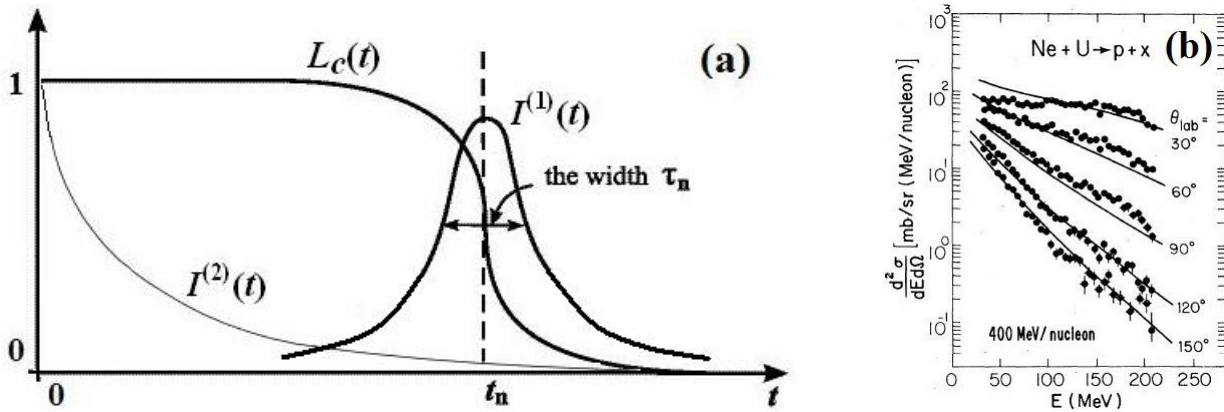
1. Ansgar Denner, Stefan Dittmaier, Jean-Nicolas Lang. Renormalization of mixing angles, arXiv:1808.03466 [hep-ph].
2. Ansgar Denner, Stefan Dittmaier, Alexander Mück. PROPHECY4F 3.0: A Monte Carlo program for Higgs-boson decays into four-fermion final states in and beyond the Standard Model. arXiv:1912.02010 [hep-ph].
3. Torbjörn Sjöstrand et al. An Introduction to PYTHIA 8.2, Comput. Phys. Commun. 191 (2015) 159; B.C. Allanach et al. The Inclusion of Two-Loop SUSYQCD Corrections to Gluino and Squark Pole Masses in the Minimal and Next-to-Minimal Supersymmetric Standard Model: SOFTSUSY3.7. Comput. Phys. Commun. 219 (2017) 339, arXiv:1601.06657.
4. The ATLAS Collaboration, Measurements of the Higgs boson production fiducial and differential cross sections in the 4l decay channel at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector, ATLAS-CONF-2018-018.
5. The ATLAS Collaboration, Measurements of gluon-gluon fusion and vector-boson fusion Higgs boson production cross-sections in the $H \rightarrow WW^* \rightarrow e\nu\mu\nu$ decay channel in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector, Phys. Lett. B 789 (2019) 508.

МОДЕЛЬ РЕЗОНАНСНОГО РОЗПАДУ В ЧАСІ ДЛЯ АНАЛІЗУ ДЕЯКИХ ЦЕНТРАЛЬНИХ ЗІТКНЕНЬ НА КОЛАЙДЕРАХ

С. О. Омельченко

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

1. У попередніх роботах на базі просторово-часового аналізу [1 - 3] була розроблена модель резонансного розпаду (МРР) у часі проміжної компаунд-системи (КС). МРР призначена для опису нетипової поведінки інклюзивних спектрів кінцевого фрагмента в високоенергетичних центральних (непериферичних) реакціях зіткнення. Ці експоненційно спадаючі з ростом енергії спектри (іноді осцилюючі) спостерігаються, як для широкого ряду бомбардуючих частинок-снарядів (від протонів p до ядер ^{132}Xe), так і для широкого ряду ядер-мішеней (від ^{27}Al до ^{238}U). Це вказує на регулярну наявність якоїсь проміжної КС, яка є стійкою у своєму характерному масштабі часу (10^{-23} - 10^{-22} с) та складається з уламків частинок-снарядів і ядра-мішені. Тобто, МРР запропонована для опису проміжної, нетипово стійкої і високозбудженої КС, що виникає в момент $t=0$ після центрального зіткнення частинки-снаряда з ядром-мішенню (рисунок, *a*), де $L_c(t)$ – функція виживання КС або ймовірність нерозпаду її в часі і $I^{(1)}(t)$ – функція швидкості розпаду цієї КС відповідно). Ця КС стійко еволюціонує в часі до околу певного моменту часу t_n і потім швидко розпадається за час порядку τ_n за умови $t_n \gg \tau_n$. На рисунку, *a* бачимо, що на відміну від енергетичного резонансу розпад такої КС з часом є не експоненційним, а резонансним після тривалої стійкості на інтервалі від $t_0=0$ до околу характерної точки t_n , тобто до $t_n \pm \tau_n / 2$. Згідно з МРР така стійка КС відповідає спостережуваним у безлічі експериментів експоненційно спадаючим з ростом енергії інклюзивним енергетичним спектрам (наприклад, рисунок, *b*).



a – Схема неекспоненційної (!) стійкої залежності від часу (в довільних одиницях) функції виживання (або, інакше, ймовірності нерозпаду) КС $L_c(t)$ і функції швидкості розпаду КС $I^{(1)}(t)$ для нетипового часового резонансу в МРР з нетиповою амплітудою реакції (1) (на відміну від типової Брейт - Вігнеровської параметризації амплітуди (2) для типового енергетичного резонансу, який звичайно розпадається експоненційно з часом, див. на відповідну поведінку $I^{(2)}(t)$); *b* – скрин прикладу експоненційно спадаючих інклюзивних спектрів протонів з роботи [4] при різних кутах вильоту їх θ_{lab} .

Нижче наведено найпростіші однокомпонентні приклади різних параметризацій амплітуд міжстанового переходу $\alpha \rightarrow \beta$ для нетипових часових резонансів в МРР (1) та для звичайних енергетичних Брейт - Вігнеровських (або Лоренцевських) резонансів (2):

$$f_{\alpha\beta}(E) = C_{\alpha\beta} \exp(-E\tau_n / 2\hbar + iEt_n / \hbar) \equiv C_{\alpha\beta} \exp(iE[t_n + i\tau_n / 2] / \hbar), \quad (1)$$

$$f_{\alpha\beta}(E) = \frac{C'_{\alpha\beta}}{E - E_r + i\Gamma / 2}, \quad (2)$$

де $\tau_n > 0$ і $t_n > 0$ – часові параметри с розмірністю часу (пов'язані з відповідним станом КС); параметри $C_{\alpha\beta}$ і $C'_{\alpha\beta}$ – комплексні константи або гладкі функції, залежні від енергії КС E (та куту вильоту досліджуваного кінцевого фрагмента θ_{lab} , див. рисунок, *b*); E_r і Γ – резонансна енергія та ширина енергетичного резонансу відповідно.

2. У світлі актуальності досліджень спектрів на сучасних коллайдерах RHIC і LHC при наявності подібних ознак йоктосекундної (10^{-24} с) високотемпературної статистичної рівноваги (ВСР), як можливої ознаки деконфайнменту партонів або утвору кварк-глюонної плазми (КГП) у певних досліджуваних діапазонах енергій, є цікавим спробувати розширити МРР на ультрарелятивістські центральні іон-іонні та нуклон-іонні зіткнення. Тому запропоновано спробу проаналізувати ознаки можливої появи ВСР у деяких експериментальних спектрах адронів [5, 6], що утворюються після ультрарелятивістських *Au-Au*, *Pb-Pb*, *p-Pb* або *Pb-p* зіткнень у своєму масштабі часу. На можливу наявність ВСР вказує той факт, що більшість спектрів (або їхні суттєві фрагменти), отриманих на сучасних коллайдерах, має експоненційно спадаючий вигляд, що спонукає зробити спробу розширення МРР на релятивістські зіткнення. З цією метою на прикладі двокомпонентної моделі для опису таких спектрів [5] був проведений аналіз меж енергетичного діапазону найбільш цікавих фрагментів спектрів з ознаками ВСР. Крім того, запропонована феноменологічна методика оцінки часу існування КГП у рамках часового підходу МРР та зроблено порівняння цієї величини з пролітним часом в моделі Бьоркена [6].

1. С.А. Омельченко, В.С. Ольховский. Применение метода временных резонансов для анализа инклюзивных спектров в высокоэнергетических ядерных реакциях. У кн.: Тези XXIV Щоріч. наук. конф. Ін-ту ядерних дослідж. НАН України, Київ, 10 - 13 квітня 2017 р. (К., 2017) с. 41.
2. S.O. Omelchenko, V.S. Olkhovsky. Application of time resonances method for analysis of inclusive spectra in high-energy nuclear reactions. *Yaderna Fizyka ta Energetyka (Nucl. Phys. At. Energy)* 18(3) (2017) 230 (Rus).
3. С.А. Омельченко, В.С. Ольховский. Корректирующая фаза в приближении пространственно-временного анализа при учете интерференции в столкновениях тяжелых ионов. У кн.: Тези XXVI Щоріч. наук. конф. Ін-ту ядерних дослідж. НАН України, Київ, 8 - 12 квітня 2019 р. (К., 2019) с. 31.
4. J. Gosset, J.I. Kapusta, G.D. Westfall. Calculations with the nuclear firestreak model. *Phys. Rev. C* 18(2) (1978) 844.
5. A.A. Bylinkin, N.S. Chernyavskaya, A.A. Rostovtsev. Hydrodynamic extension of the two-component model for hadroproduction in heavy-ion collisions. *Phys. Rev. C* 90 (2014) 018201.
6. J.D. Bjorken. Highly relativistic nucleus-nucleus collisions: The central rapidity region *Phys. Rev. D* 27 (1983) 140.

АНАЛІТИЧНІ ВИРАЗИ ДЛЯ УСЕРЕДНЕНОГО ОПИСУ ДИПОЛЬНИХ ЕЛЕКТРИЧНИХ ПЕРЕХОДІВ В АТОМНИХ ЯДРАХ

В. А. Плюйко^{1,2}, О. М. Горбаченко¹, К. М. Солодовник¹

¹ Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ, Україна

² Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Розглянуто усереднений опис $E1$ гамма-переходів за допомогою фотонних силових функцій (ФСФ). Такі функції використовуються, як для дослідження фундаментальних властивостей атомних ядер [1] (зокрема, деформацій, характеристик гігантських дипольних резонансів (ГДР), внеску сил, що залежать від швидкості тощо), так і в прикладних застосуваннях (наприклад, ядерна енергетика та медична фізика [2]).

В роботі проаналізовано опис експериментальних даних з гамма-розпаду та фотопоглинання. Порівняння якості опису виконано для різноманітних аналітичних виразів ФСФ із застосуванням математичних критеріїв. Використано усі експериментальні дані для перерізів фотопоглинання із бази даних EXFOR [3], а також дані для гамма-розпаду, отримані групою з Осло [4].

Проаналізована точність апроксимації експериментальними даними повного перерізу фотопоглинання, а саме враховано, що більшість експериментальних даних є фоточастинковими перерізами, а отже не включають внеску від гамма-гамма каналу. Запропоновано критерій можливості застосування ФСФ до опису фоточастинкових перерізів: внесок гамма-гамма каналу до повного перерізу фотопоглинання не повинен перевищувати 10 %. Із застосуванням коду TALYS для усіх ядер розраховані енергетичні інтервали, де систематична похибка розрахунку ФСФ, обумовлена відсутністю гамма-гамма каналу у даних перерізів, не перевищує 10 % та створена база відповідних експериментальних даних [4].

Визначені характеристики ГДР, а саме енергії, ширини, сили та їхні похибки із використанням моделей Стандартного Лоренціану (SLO) та Модифікованого Лоренціану (SMLO). При обчисленні перерізів враховано внесок розвалу квазідейтрона [5]. Отримані нові систематики енергій та ширин ГДР. Із використанням нових параметрів систематик енергій ГДР, обчислені об'ємний (J) та поверхневий (Q) коефіцієнти енергії симетрії. Отримані значення є близькими до значень з роботи [6].

Проаналізовано можливість опису експериментальних даних перерізів фотопоглинання в області енергій вище за 30 MeV, використовуючи моделі ФСФ із енергетично-залежними ширинами. Запропоновано простий метод наближеного узгодження таких ФСФ з енергетично зваженим правилом сум за рахунок введення насичення у залежності ширини від енергії (моделі SMLOe, GLOe). Показано, що дану модифікацію можна застосовувати без перевизначення вхідних параметрів [7]. На рис. 1, а наведено порівняння перерізів фотопоглинання для ядра ^{208}Pb , розрахованих із використанням таких моделей та показано, що запропонована модифікація дає змогу описати експериментальні дані в області вище 30 MeV.

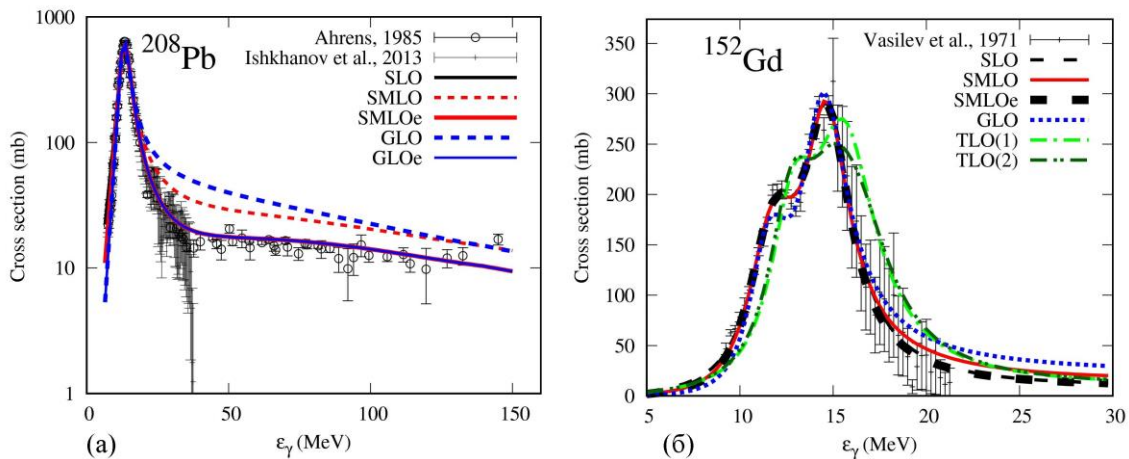


Рис. 1. Експериментальні дані перерізів фотопоглинання для ядер ^{208}Pb (а) та ^{152}Gd (б) у порівнянні із теоретичними розрахунками з використанням різних моделей ФСФ.

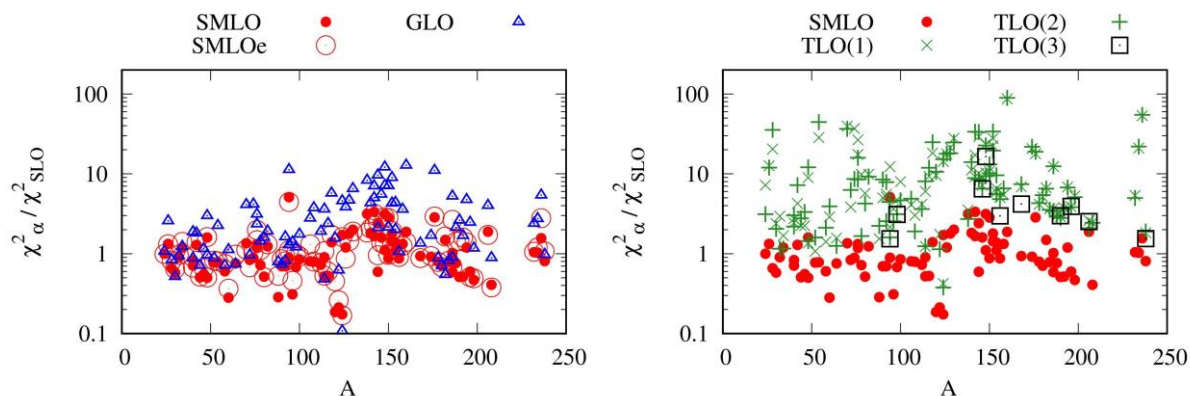


Рис. 2. Відносні значення найменших квадратів $\chi_\alpha^2 / \chi_{SLO}^2$, розраховані із використанням різних моделей ФСФ при описі даних фотопоглинання.

На основі експериментальних даних для парно-парних ядер проведено порівняння якості опису перерізів фотопоглинання із використанням критеріїв мінімуму найменших квадратів. На рис. 1, б наведено теоретичні перерізи фотопоглинання, отримані з використанням різних моделей ФСФ у порівнянні із експериментальними даними для ізотопу ^{152}Gd . Із рис. 1, б видно, що усі теоретичні розрахунки, окрім моделі TLO [7, 9], добре описують експериментальні дані в межах експериментальних похибок. На рис. 2 представлено порівняння значень критерію χ_α^2 , розрахованого для моделей $\alpha = \text{GLO}, \text{SMLO}, \text{SMLOe}$ та TLO по відношенню до значень, отриманих у моделі SLO. З рис. 2 видно, що найменші значення критеріїв χ_α^2 отримані для моделей SMLO та SMLOe.

Показано, що моделі (SMLO, SMLOe) на основі підходу модифікованого Лоренціану є найточнішими для опису експериментальних даних в області ГДР та їхнього передбачення для ядер середньої і важкої ваги [8, 9]. Також встановлено, що запропонований підхід SMLOe є найкращим претендентом для моделювання E1 ФСФ у області енергій вище 30 MeV.

1. R. Capote, M. Herman et al. Nucl. Data Sheets 110 (2009) 3107.
2. S. Goriely et al. Eur. Phys. Journ. A 55 (2019) 172.
3. Experimental Nuclear Reaction Data (EXFOR), <https://www-nds.iaea.org/exfor/>
4. Photon Strength Function Database, www-nds.iaea.org/PSFdatabase/
5. V.A. Plujko et al. At. Data Nucl. Data Tables 123-124 (2018) 1.
6. W.D. Myers, W.J. Swiatecki. Phys. Rev. C 15 (1977) 2032.
7. V. Plujko O. Gorbachenko, K. Solodovnyk. Eur. Phys. Journ. A 55 (2019) 210.
8. S. Goriely, V. Plujko. Phys. Rev. C 99 (2019) 014303.
9. V.A. Plujko et al. Nucl. Phys. At. Energy 20(3) (2019) 213.

ФОРМА БАР'ЄРА ПОДІЛУ ТА НЕ-МАРКІВСЬКА ДИНАМІКА ПОДІЛУ

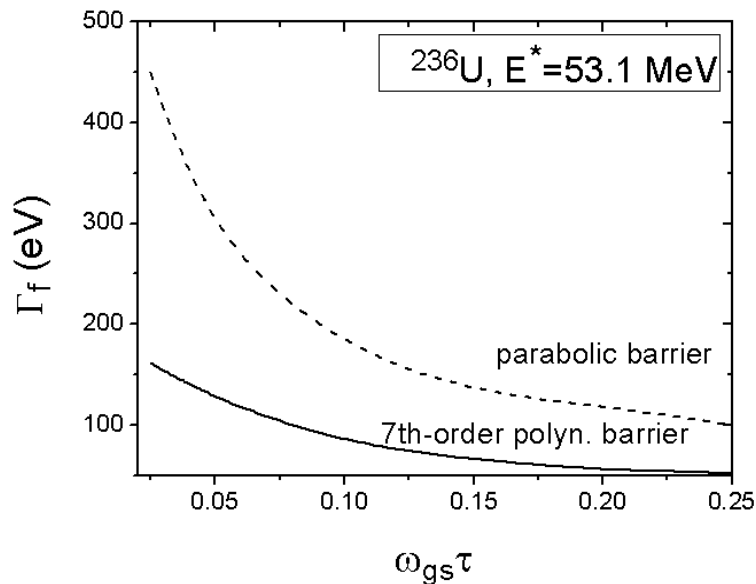
С. В. Радіонов

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

У рамках не-Марківського Ланжевєнівського підходу до динаміки ядерного поділу

$$M\ddot{q} = -\frac{\partial E_{pot}}{\partial q} - \kappa_0 \int_0^t \exp\left(-\frac{|t-t'|}{\tau}\right) \dot{q}(t') dt' - \zeta(t) \quad (1)$$

досліджується ширина поділу залежно від форми ядерного потенціального бар'єра E_{pot} . Форма для E_{pot} обиралася у вигляді двох з'єднаних парабол та у вигляді полінома 7-го ступеня за колективною координатою форми ядра q . Було знайдено, що ширина симетричного поділу ^{236}U при високих енергіях збудження суттєво визначається структурою та видом потенціального бар'єра поділу (рисунок). При цьому така залежність слабшає із збільшенням величини τ ефектів пам'яті в динаміці ядерного поділу (1).



Ширина симетричного поділу ^{236}U при початковій енергії збудження 53,1 МеВ залежно від величини τ ефектів пам'яті в не-Марківській динаміці поділу (1). Різні криві на рисунку відповідають різним формам ядерного потенціального бар'єра поділу E_{pot} у рівнянні (1), де E_{pot} моделювалась у вигляді двох з'єднаних парабол (пунктирна крива) та полінома 7-го ступеня (суцільна крива).

ДОСЛІДЖЕННЯ ЯДЕРНИХ ПРОЦЕСІВ У ЛЕГКИХ ЯДРАХ У КОМПАКТНИХ ЗОРЯХ

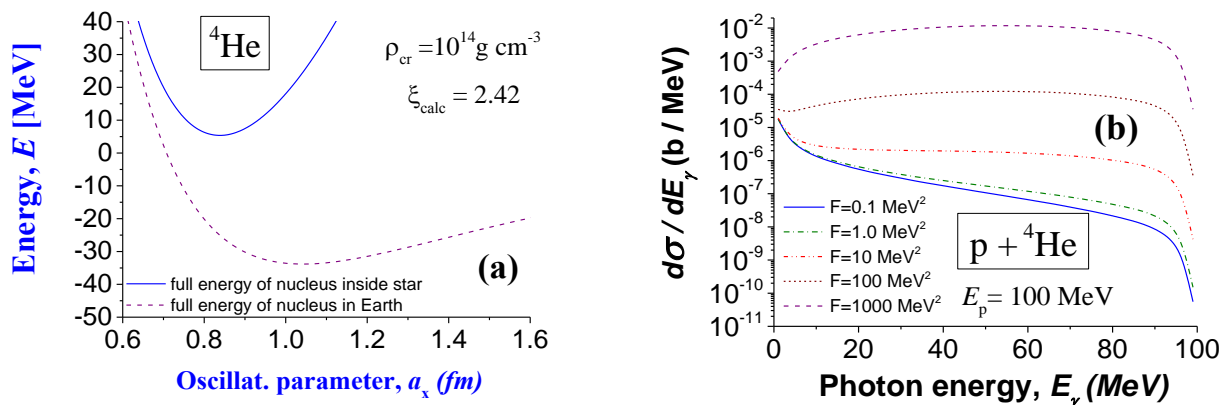
К. А. Шаульський¹, С. П. Майданюк²

¹ Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ, Україна

² Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Однією з найсуттєвіших характеристик, що є проявом ядерних сил, є енергія зв'язку ядер. У дослідженні нами зроблено фокус саме на аналіз цієї характеристики для найлегших ядер, що знаходяться у середовищі компактних зірок [1]. Нас цікавлять такі питання. Чи можуть ядерні сили тримати зв'язані системи з нуклонів або такі ядра розриваються гравітаційними силами або змінюються від тиска середовища зірок? Як саме це проявляється для від білих карликів до нейтронних зірок?

У роботі ми отримуємо формулу енергії зв'язку для найлегших ядер у рамках багатонуклонної теорії ядра [2, 3], з додатковим своїм формалізмом впливу середовища політропної зорі на ядро [4]. Виявлено, що починаючи від деякої критичної відстані між ядром, що досліджується, та центром зірки ядро розсіпається на нуклони. Згідно з результатами обчислень, це явище так званої дисоціації ядер не виникає у білих карликах у рамках такого розгляду (тобто для цього сил гравітаційного тиску на ядро недостатньо). Але таке явище ми спостерігаємо у нейтронних зірках.



Зміна енергії зв'язку ядра ${}^4\text{He}$ (a) та випромінювання гальмівних фотонів при розсіянні протона на ядрі ${}^4\text{He}$ (b) в умовах на Землі та у компактній зорі (див. [6] для пояснень).

Нами визначено відстань від центра зорі у нейтронних зорях, починаючи з якої існує дисоціація найлегших ядер. Отримано перші оцінки випромінювання гальмівних фотонів, що випромінюється при розсіянні протона на такому ядрі в умовах на Землі та у середовищі компактної зорі (рисунок).

1. А.Ю. Потехин. Физика нейтронных звезд, УФН 180 (2010) 1279.
2. К. Wildermuth, Y.C. Tang. *A Unified Theory of the Nucleus* (Vieweg, 1977).
3. Y.C. Tang, M. LeMere, D.R. Thompson. Phys. Rep. 47 (1978) 167.
4. Г.С. Бисноватый-Коган. *Релятивистская астрофизика и физическая космология* (Москва, Крассанд, 2011) 376 с.
5. А.И. Стешенко, Г.Ф. Филиппов. Размеры и форма ядер с избытком нейтронов, Ядерная физика 14(4) (1971) 715.
6. S.P. Maydanyuk, K.A. Shaulskyi. Bremsstrahlung emission from nuclear reactions in compact stars. arxiv:1912.12092.

АНАЛІЗ ДИПОЛЬНИХ ПОЛІВ ТА ШВИДКОСТЕЙ ЯДЕРНОЇ РЕЛАКСАЦІЇ У ПАРАМАГНІТНИХ ДИСПЕРСІЯХ

Ю. Б. Шевченко¹, Т. М. Малишева², В. В. Тришин¹

¹ Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

² Університет Вісконсин-Грін Бей, Грін Бей, США

В останні роки спостерігається швидкий прогрес у галузі нанофізики, нанотехнологій та наномедицини. Тому є актуальним створення теорії ядерної магнітної релаксації в парамагнітних дисперсних середовищах. У попередній роботі [1] ми отримали формули і побудували графіки швидкостей релаксації не квадрупольних ядер рідкої фази у дисперсіях деяких твердих парамагнітних частинок. У цій роботі ми виправили деякі неточності і провели додаткові обчислення формул швидкості спінграткової релаксації ядер рідкої фази у гетерогенних системах, в яких тверда фаза має різну форму і містить парамагнітні центри, хвильові функції яких не перекриваються (парамагнітні системи). Ці системи моделюють деякі перспективні нейтронозахватні і релаксаційно-контрастні агенти. Домінуючим механізмом релаксації не квадрупольних (спін $I = 1/2$) ядер рідкої фази є пряма диполь-дипольна (dd) взаємодія ядерних моментів з моментами неспарених електронів твердої фази [2]. Всі отримані формули швидкостей dd релаксації мають структуру

$$T_{1d}^{-1} = \frac{1}{15} K \cdot D(b). \quad (1)$$

Коефіцієнт K однаковий у всіх формулах і включає співмножник H_L^2 середній квадрат локального магнітного поля на релаксуючому ядрі рідкої фази [2]. $D(b)$ описує просторове розподілення середнього квадрата магнітного поля (функція розподілення), яке створюється парамагнітними системами і залежить від форми системи. b - відстань від поверхні системи. Ми отримали формули розподілення поля сферичного парамагнітного шару зовні (а) і в порожнині (б):

$$D_{sl}(b) = \frac{4\pi}{3} \left[\frac{R_p^3}{h^3 (h + 2R_p)^3} - \frac{R_i^3}{((h + R_p)^2 - R_i^2)^3} \right], \quad (2a)$$

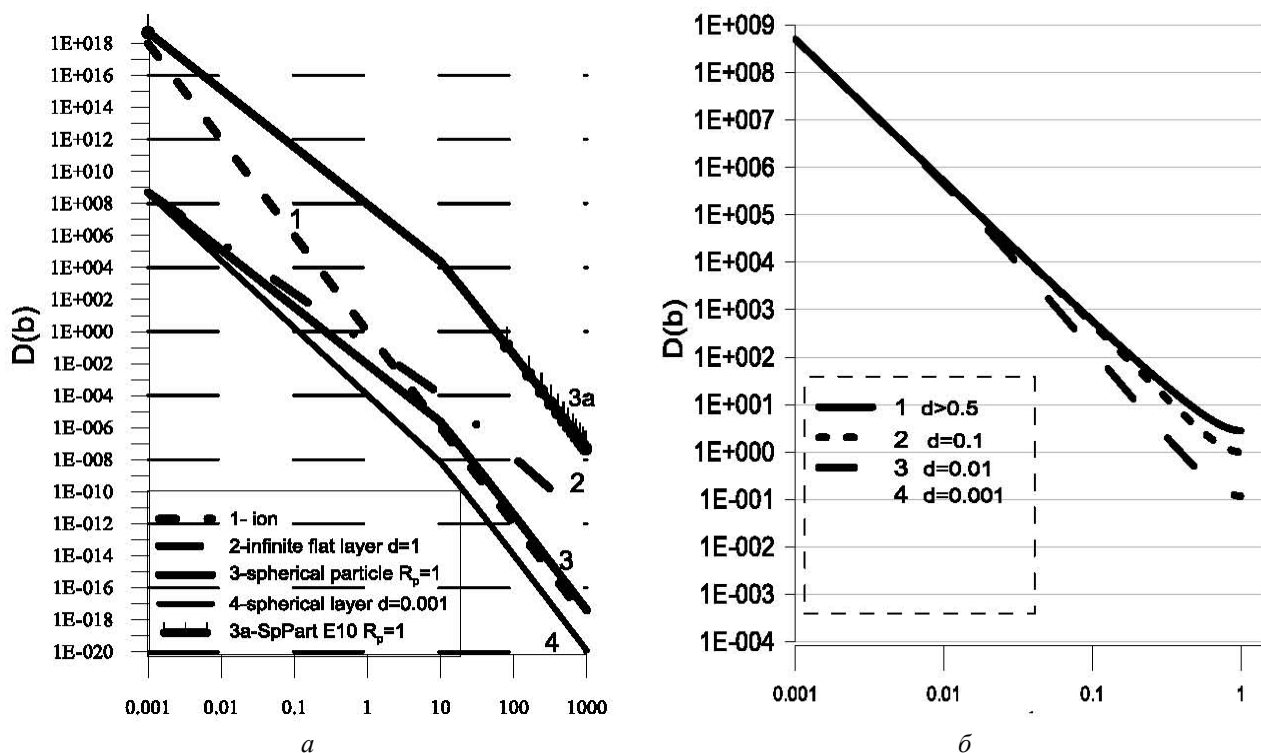
$$D_{slin}(b) = \frac{4\pi}{3} \left[\frac{R_i^3}{(R_i^2 - h_c^2)^3} - \frac{R_p^3}{(R_p^2 - h_c^2)^3} \right]. \quad (2б)$$

R_p і R_i – зовнішній і внутрішній радіуси. Функції розподілення полів інших парамагнітних систем – кулі, плоского шару, півпростору-можна отримати прямим обчисленням, або трансформацією (2а), оскільки ці системи топологічно еквівалентні.

Нехай (1) характеристики молекул у міжфазних шарах і в об'ємі однакові; (2) концентрація парамагнітних центрів σ_μ у всіх системах; (3) рідка фаза є в'язкою. У цих умовах розподіл швидкості ядерної диполь-дипольної релаксації $1/T_{1d}$ рідкої фази однозначно визначається полем H_L^2 [2] і функцією розподілу $D(b)$ відповідної парамагнітної системи. На рисунку представлено графіки функцій розподілу деяких парамагнітних систем. Відстані b нормовані на характеристичний розмір парамагнітної системи – радіус частинки R_p або товщина шару d .

Співставлення графіків демонструє таке. В області від b_{\min} до $b \approx 1$ найвищій інтенсивності полів генерують ізольовані парамагнітні іони (крива 1 на рисунку, а). Максимальні відмінності інтенсивності полів ($\sim 10^{10}$) досягаються при екстремально малих b . При $b > 10$ поля сферичної частинки і ізольованого іона практично збігаються. У цій області найбільш інтенсивні поля створює парамагнітний півпростір. На великих відстанях (при $b \approx 1000$) різниця досягає величини $\sim 10^{10}$. Графіки функцій розподілу полів у порожнині сферичних шарів дзеркально подібні графікам зовнішніх полів при малих ($b < 0,1 R_i$) відстанях від поверхні шару (рисунок, б). R_i – внутрішній радіус. При $b \sim 0,1 R_i$ і подальшому збільшенні b графіки зовнішніх і внутрішніх полів вже не збігаються. Збільшення товщини

шару d призводить до росту інтенсивності внутрішніх полів тільки до величин, які вони досягають при наведеній товщині $d = 0,5$. Подальше збільшення d не призводить до росту інтенсивності внутрішніх полів. Нехай тепер $\sigma_\mu \geq 10$. Тоді інтенсивності полів усіх систем парамагнетиків (і швидкості релаксації) на всіх відстанях будуть вищі, ніж поля іонів (рисунок, a).



Функції просторового розподілення середнього квадрата локального поля систем парамагнітних центрів.
 a : 1 – ізольований парамагнітний іон; 2 - безкінечний плоский шар обмеженої товщини $d = 1$; 3 – сферична частинка радіуса $R_p = 1$; 4 – сферичний шар радіуса $R_p = 1$ і товщини $d = 0,001$; 3a – сферична частинка з $R_p = 1$ при $\sigma_\mu = 10^{10} \text{ м}^{-3}$. b : Розподілення поля в порожнині сферичного шару з внутрішнім радіусом $R_i = 1$; 1 – $d > 0,5$; 1e – зовнішнє поле; 2 – $d = 0,1$; 3 – $d = 0,01$; 4 – $d = 0,001$; 4e – зовнішнє поле.

Перейдемо до нев'язких рідин. Врахуємо, що в реальних гетерогенних середовищах припущення (1) не справджується. Рухливість молекул рідини, зв'язаних на поверхні твердої фази, як правило зменшується, а час кореляції τ_c збільшується. Оскільки $T_{1s}^{-1} \sim H_L^2 \tau_c$ швидкість релаксації отримує додатковий приріст, пропорційний τ_c . сумарна швидкість релаксації буде дорівнювати $T_1^{-1} = T_{1d}^{-1}(b) + T_{1s}^{-1}(\Delta\tau)$. Індекс s означає приналежність до міжфазних (сольватних) шарів. Швидкість релаксації ядер рідини в об'ємі також зростає за рахунок обміну з міжфазними шарами по моделі Ціммерманна - Бріттін [2].

Таким чином, просторовий розподіл полів, створених системами диполів, залежить від форми цих систем. Залежність полів від форми джерела поля добре відома для систем, що містять елементарні джерела, поля яких змінюються по закону зворотних квадратів, наприклад, електричних точкових зарядів [3]. Але бачимо принципову відмінність – в порожнині сферичних шарів, які містять магнітні диполі, поля не дорівнюють нулю. Цікаво також, що характеристичні розміри частинок, радіус або товщина шару грають роль масштабу відстані.

1. Ю.Б. Шевченко, Т.М. Малишева, В.В. Тришин. XXVI щоріч. наук. конф. Ін-ту ядерних дослідж. НАН України: Тези доп., Київ, Україна, 8 - 12 квітня 2019 р. (Київ, 2019) с. 194.
2. А. Абрагам. *Ядерный магнетизм*. Пер. с англ. под ред. Г.В. Скроцкого (Москва: ИЛ, 1963) 552 с.; Дж. Попл, В. Шнейдер, Г. Бернстейн. *Спектры ядерного магнитного резонанса высокого разрешения* (Москва, ИЛ, 1962) 592 с.; J.R. Zimmermann, W. Brittin. *Nuclear magnetic resonance studies in multiple phase systems: lifetime of a water molecule in an adsorbing phase on silica gel*. J. Phys. Chem. 61 (1957) 1328.
3. В. Пановский, М. Филипс. *Классическая электродинамика* (Москва, Физматгиз, 1963) 432 с.; Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. *Теория поля* (Москва, Наука, 1988) 512 с.

ВПРОВАДЖЕННЯ СИСТЕМИ РАДІАЦІЙНОГО МОНІТОРИНГУ RMS-R3 ДЛЯ ОНЛАЙН КОНТРОЛЮ УМОВ ПРОТІКАННЯ ОНОВЛЕНОГО ЕКСПЕРИМЕНТУ LHCb (CERN) ПРОТЯГОМ 2021 - 2024 РР.

Ф. Алессіо¹, В. М. Добішук², В. О. Кива², О. О. Кшиванський^{2,3}, В. М. Міліція²,
О. Ю. Охріменко², В. М. Пугач², Д. І. Сторожик², С. Б. Чернишенко^{2,3}

¹ Європейська організація ядерних досліджень, Женева, Швейцарія

² Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

³ Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ, Україна

Перехід експерименту LHCb на функціонально новий режим роботи при підвищеній миттєвій світимості Великого адронного колайдера (ВАК), що сягатиме $2 \times 10^{33} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$, вимагає від самого детектора LHCb значних покращень фізико-технічних характеристик (підвищеної радіаційної стійкості, поліпшеної гранулярності, збільшеної швидкості зчитування даних тощо), а допоміжних моніторингових систем – надійності та стабільності контролю перебігу ядерних зіткнень навколо точки взаємодії експерименту LHCb (IP8) в режимі реального часу. Завдячуючи успішній роботі RMS, що була призначена для моніторингу радіаційних навантажень на кремнієві сенсори Внутрішнього трека (LHCb IT), протягом близько десяти років (Run 1-2) на ВАК [1, 2], отриманому досвіду в процесі експлуатації та аналізу даних RMS, відділом фізики високих енергій (ВФВЕ) ІЯД НАН України за сприяння колег із ЦЕРНу проводиться модернізація RMS відповідно до вимог (специфікацій), розробленої для систем, що контролюватимуть кількісні характеристики умов протікання експерименту LHCb [3] та термінів виконання робіт.

Оновлена RMS-R3 розміщуватиметься приблизно за 2 м від IP8 у зворотному напрямку від основного аксептансу детектора LHCb, повторюючи симетрію швейцарського хреста відносно іонопроводу (чотири модулі по два сенсори кожен) (рисунок). Головними функціями цієї системи за допомогою програмного забезпечення є:

1. Моніторування онлайн радіаційних умов поблизу IP8, зокрема вимірювання потоків іонізуючого випромінювання та радіаційних рівнів та навантаження від нього в режимі ядерних зіткнень (PHYSICS).

2. Моніторування онлайн точки взаємодії IP8, пучка та фону поблизу IP8 під час різних стадій підготовки пучка (INJECTION, RAMP, ADJUST, PHYSICS), зокрема за допомогою оцінки асиметрій відгуків сенсорів верхній-нижній, лівий-правий.

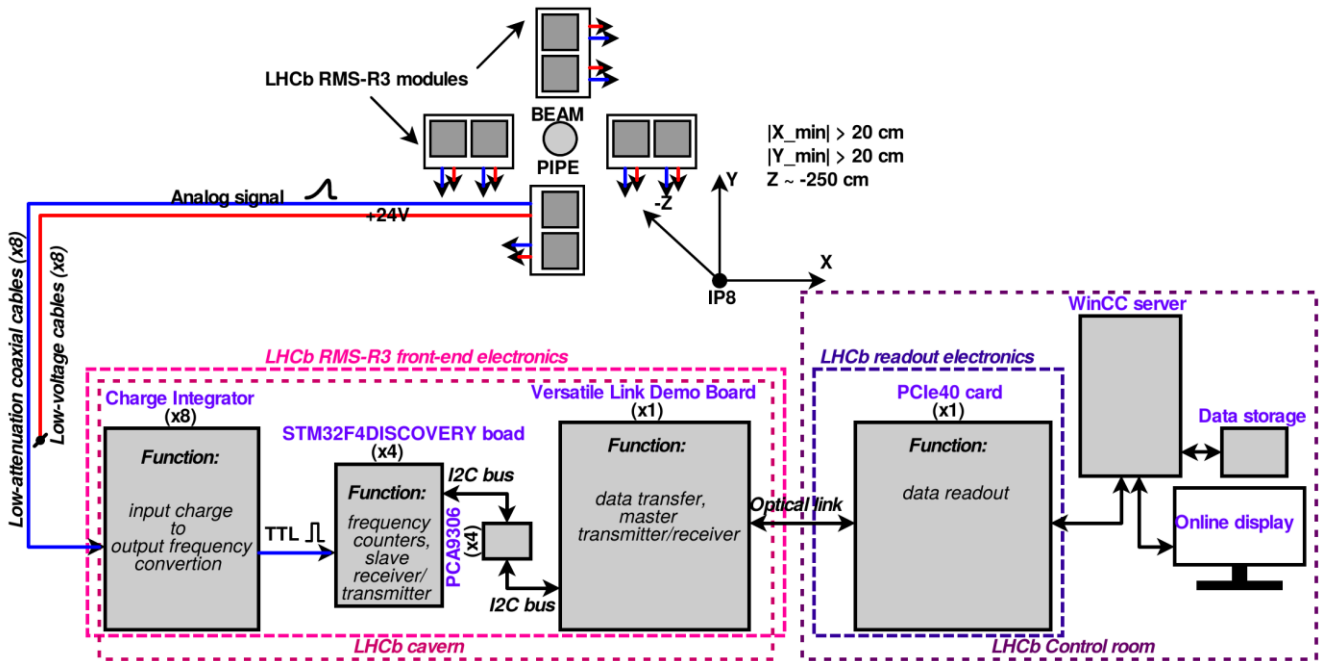
3. Вимірювання офлайн інтегральної світимості накопичених даних експерименту LHCb.

4. Комунікування з іншими системами, включеними в електронну систему контролю LHCb (LHCb ECS).

5. Автоматичне забезпечення контрольних графіків, онлайн візуалізації (в тому числі графічних попереджень програмного забезпечення) для операторів на пульті керування та запису даних.

Висока радіаційна стійкість (порядку гігагрей), проста структура детекторних модулів, низька робоча напруга (десятьки вольт), комерційно доступна зчитувальна електроніка роблять RMS-R3 конкурентною за співвідношенням ціна-якість в порівнянні з іншими подібними типами систем. Оновлена RMS-R3 працюватиме в автономному режимі накопичення даних, але буде інтегрованою в центральну систему моніторингу LHCb.

RMS-R3 побудована за технологією металевих фольгових детекторів (МФД), розвинутих в ІЯД НАН України, та має традиційну 5-шарову структуру, що складається з детектуючого (активного) шару (сенсор), оточеного з обох боків LV-шаром (електрод) та захисним шаром (екраном) відповідно. Принцип роботи МФД ґрунтується на вторинній електронній емісії (БЕЕ) з поверхні (10 - 50 нм) металевої фольги внаслідок проходження через неї заряджених частинок. БЕЕ спричиняє надлишок позитивного заряду на ізольованій сенсорній фользі, що під'єднана до чутливого зарядового інтегратора (ЗІ). ЗІ працює за принципом перетворення заряд-частота: ЗІ інтегрує вхідний струм та перетворює його у послідовність вихідних імпульсів із частотою, що пропорційна до нього. Таким чином вихідна частота ЗІ пропорційна потоку заряджених частинок. ЗІ покривають широкий динамічний діапазон (10^3 - 10^9 МПЧ/с/сенсор) детектування потоків іонізуючого випромінювання. Запас радіаційної стійкості МФД-RMS-R3 дає змогу витримувати радіаційні навантаження від флюенса порядку 10^{20} МПЧ/см². Для постійного моніторингу стану RMS-R3 на входи всіх ЗІ від внутрішнього базового джерела подається високостабільний постійний струм 250 пА, який генерує на їхньому виході так звані базові лінії (~25 кГц).



Блок-схема зчитувального тракту оновленої RMS-R3. 4 двосенсорні модулі розміщуються навколо іонопроводу перед детектором VELO, а під'єднана до них зчитувальна електроніка, що включає зарядові інтегратори, лічильники частоти, що виконані на базі плати STM32F4DISCOVERY з мікроконтроллером, та VLDB плати, передає виміряні дані до загальної системи зчитування експерименту LHCb.

У процесі розробки та тестування прототипів детекторних модулів для оновленої RMS-R3 було використано тонкі мідні фольги завтовшки 50 мкм та додано захисні кільця детектуючого та LV-шару для забезпечення довготривалої стабільності базової лінії зчитувальних каналів.

Для автоматизації зчитувальної електроніки оновленої RMS-R3 було впроваджено 32-бітні лічильники частоти на базі плати розробника STM32F4DISCOVERY з мікроконтроллером від STMicroelectronics, вихідні дані з яких передаватимуться через I2C шину до VLDB плати [4] з подальшою передачею через оптоволокну до PCIe40 карти. Управління процесом набору даних виконуватиме WinCC сервер, для роботи з яким призначена PVSS система (рисунок).

Серії тестувань виготовлених прототипів із бета-пучком та пучком рентгенівського випромінювання в Національному інституті раку продемонстрували стабільну роботу та відмінну лінійність відгуку системи. Досягнуто зниження шумів зчитувальних каналів менше 10 Гц (<1 %).

Нині в ЦЕРНі триває робота по тестуванню фінальної версії прототипів оновленої RMS-R3 та включенню її у загальну систему зчитування LHCb.

Ця робота виконувалась в рамках діяльності в Міжнародній асоційованій лабораторії LIA IDEATE з частковою фінансовою підтримкою в рамках проекту УНТЦ P9903 та цільової програми наукових досліджень НАН України 1230 «Фундаментальні дослідження з фізики високих енергій та ядерної фізики (міжнародна співпраця)».

1. V. Pugatch et al. Ukr. J. Phys. 54(4) (2009) 418.
2. O. Okhrimenko et al. Proc. (2015), arXiv:1512.07393v1 [physics.ins-det].
3. F. Alessio et al. LHCb-INT-2019-021; CERN-LHCb-INT-2019-021.
4. R. Lesma et al. JINST 12 C02020 (2017).

ЗАСОБИ АНАЛІЗУ У GEANT4

І. Анохін, Д. Рамазанов

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Geant4 не надає повністю завершену та дружню до користувача систему аналізу даних у пакеті. Спільнота користувачів Geant4 дуже розрізнена, кожна група має свої задачі та різні підходи з інструментами до їхнього вирішення. До 2011 р. Geant4 не мав жодного коду та інструменту аналізу. Використовувалися зовнішні інструменти на основі коду AIDA (Abstract Interfaces for Data Analysis)[1] для створення і формування гістограм та ntuples. У Посібнику для розробників програм [2], пов'язаних з AIDA, є декілька інструментів, сумісних з AIDA: JAS [3], iAIDA [4], Open Scientist Lab [5], rAIDA [4]. Однак деякі з них не підтримуються, вони не повністю реалізують інтерфейси AIDA, а також їх не завжди легко встановити та використовувати. Нова категорія аналізу на основі g4tools [7] була додана у випуску Geant4 9.5 з метою надання користувачам «легкого» інструменту аналізу, доступного безпосередньо з установкою Geant4, без необхідності зв'язувати їхню програму Geant4 із зовнішнім пакетом аналізу.

У першій версії всі функції аналізу були реалізовані в межах кожного спеціалізованого класу менеджерів або його базового класу (рис. 1). Хоча такий однокласовий інтерфейс надзвичайно просто використовувати у звичайному коді, його важко підтримувати у довгостроковій перспективі. Це також ускладнює обмін кодом між іншими класами менеджерів. У новій конструкції (рис. 2) монолітні класи менеджера поділяються на менші класи за типом об'єкта аналізу: одновимірні та двовимірні гістограми (h1, h2), ntuple, file. Окрім значного зменшення розмірів класів, це також дає змогу реалізувати спільний доступ. Менеджери Root і Xml використовують однакові об'єкти h1 і h2 g4tools і тому однакові класи H1Tools і H2Tools. Новий дизайн також може полегшити майбутні розширення, які передбачені для одновимірних та двовимірних профілів, які будуть використані для підтримки запиту користувачів. Зберігається найвищий клас менеджера, що забезпечує повний доступ до всіх функцій інтерфейсу. Однак його інтерфейс надається з точки зору невіртуальних загальнодоступних функцій (за так звану схему невіртуального інтерфейсу [9]), які реалізуються за допомогою викликів до чистих віртуальних членів у дружніх компонентних класах, реалізованих у класах, що відповідають технологіям. Це робить публічний інтерфейс надійним та менш чутливим до змін у внутрішній реалізації.

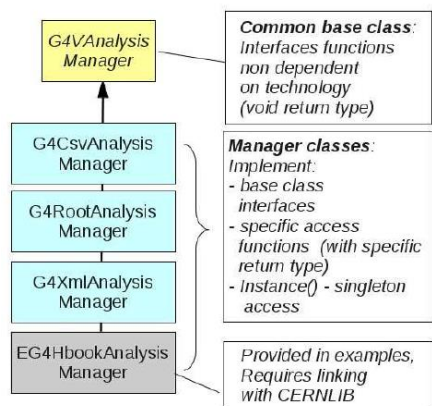


Рис. 1. Перший дизайн класів аналізу.

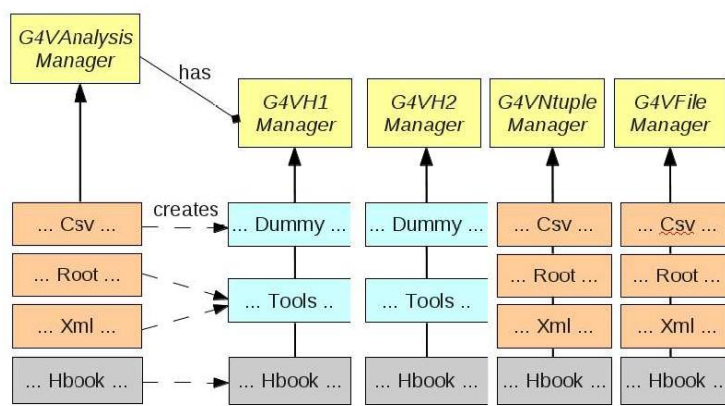


Рис. 2. Новий дизайн класів аналізу.

G4tools надає код для запису гістограм та ntuples у кількох форматах: ROOT, XML AIDA [1] формат, CSV (формат розділених комами значень) для ntuples та HBOOK [10]. Він є частиною бібліотек inlib та exlib [7], що включає також інші засоби, такі як підгонка та побудова графіків. g4tools включений безпосередньо в Geant4. Щоб уникнути зіткнення потенційного простору імен з іншими кодами, використовуючи inlib/exlib, наприклад щоб зробити візуалізацію Geant4, простори імен inlib та exlib автоматично змінюються на інструменти в розподілі g4tools в Geant4. Код g4tools є «чистим заголовком», тобто весь код визначається як вбудований, і жодна бібліотека з нього не будується.

Для простоти використання всі функції аналізу інтерфейсу користувача надаються в межах одного класу, який користувач розглядає як G4AnalysisManager. Внутрішньо цей тип визначається через typedef, і він може вказувати на один із трьох класів менеджера вихідного типу:

- G4CsvAnalysisManager;
- G4RootAnalysisManager;
- G4XmlAnalysisManager.

Кожен клас реалізує загальні інтерфейси, конкретні функції доступу (з типом повернення, характерним для вихідного формату) та однотонний метод доступу Instance).

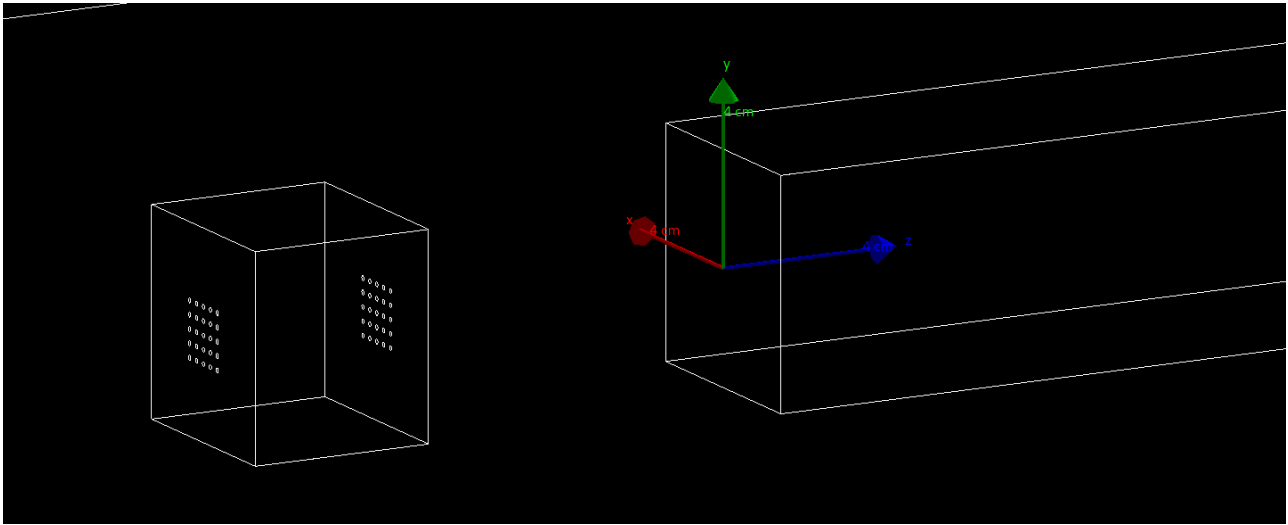


Рис. 3. Геометрія симуляції, коліматор та фантом.

На основі нової структури класів була розроблена програма симуляції у якій аналізується просторовий розподіл гамма квантів викликаний матричним коліматором, вздовж напрямку пучка, на різних глибинах чутливого об'єму фантома (рис. 3). Для виводу даних використовувався G4CsvAnalysisManager. Написаний код дає змогу отримати двомірний (2D) розподіл дози для різних типів іонізуючого опромінення з різними енергіями падаючих частинок. Дані виводяться у файл у CSV форматі, що дає змогу обробляти їх у будь якому зручному редакторі. Даний код був написаний для дослідження ефекту просторового фракціонування початкових пучків коліматорами різних конфігурацій для використання у радіаційної терапії [11].

1. J. Allison et al. IEEE Transactions on Nuclear Science 53 (2006) 270.
2. cern.ch/geant4/UserDocumentation/UsersGuides/ForApplicationDeveloper/html/index.html
3. <http://jas.freehep.org/documentation.htm>
4. <http://iaida.dynalias.net/>
5. <http://openscientist.lal.in2p3.fr/>
6. <http://ilcsoft.desy.de/portal/software/packages/raida/>
7. G. Barrand. Computing in High Energy and Nuclear Physics: softinex, inlib, exlib, ioda, g4view, g4exa. (2013).
8. <http://wwwasdoc.web.cern.ch/wwwasdoc/hbook/html3/hboomain.html>
9. H. Sutter, A. Alexandrescu. C++ Coding Standards: 101 Rules, Guidelines, and Best Practices (Boston, MA: Addison-Wesley, 2005) p. 68.
10. I. Hrivnacova. J. Phys.: Conf. Ser. 513 (2014) 022014.
11. O.S. Kovalchuk. Test setup for Detectorized Phantom studies. In: 7th French-Ukrainian Workshop on the Instrumentation Developments for HEP, 2 - 4 Oct. 2019, Orsay.

ЕКСПЕРИМЕНТ BELLE II: НОВІ ГОРИЗОНТИ ДЛЯ ПОШУКУ НОВОЇ ФІЗИКИ У С- ТА В-КВАРКОВИХ СИСТЕМАХ НА В-ФАБРИЦІ НОВОГО ПОКОЛІННЯ

В. С. Аушев, Ю. М. Оніщук

Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ, Україна

Представлений стан досліджень і останні результати по фізиці важких кварків і пошуку фізики поза Стандартною моделлю (СМ) в експерименті Belle II, що проводяться на В-мезонній фабриці нового покоління в науковому центрі КЕК (Японія).

Перше покоління В-мезонних фабрик, які були створені в лабораторії SLAC в Каліфорнії в Сполучених Штатах Америки та на колайдері КЕКВ в м. Цукуба в Японії в кінці 90-х років минулого століття, дали багато важливих фізичних результатів [1]. Особливо важливим було експериментальне підтвердження колабораціями Belle та BaBar механізму СКМ-матриць для опису порушення СР-парності, як однієї з причин фундаментальної проблеми асиметрії матерії та антиматерії в природі. Ці переконливі експериментальні досягнення були високо оцінені аж до вручення Нобелівської премії М. Кобаяші та Т. Маскава у 2008 р. Нині запрацювала модернізована В-мезонна фабрика нового покоління SuperKEKB. Новий прискорювач націлений на використання надзвичайно вузьких пучків, які мають перерізи в десятки нанометрів з метою досягнення вражаючої рекордної світимості, яка в 50 разів буде перевершувати попередні досягнення. Експеримент Belle II створений на основі сучасних технологій в детектуванні, електроніці, тригеруванні і інформаційних технологіях (включаючи використання методів штучного інтелекту на основі нейронних мереж). Він привертає велику увагу дослідників у галузі фізики елементарних частинок, високо оцінюється в світі і має дуже різноманітну програму фізичних досліджень [2], яка буде успішно доповнювати вимірювання, які проводяться в ЦЕРН, а також по багатьох параметрах має перевершити можливості Великого Адронного Колайдера в дослідженнях фундаментальних задач. Ведеться набір даних з метою більш точного вимірювання фундаментальних параметрів СМ, спостереження нових частинок або унікальних явищ, зокрема таких, які відносяться до Нової фізики (НФ), на пошуки якої нині направлені зусилля всієї спільноти в фізиці високих енергій. Особливо важливо, що тепер постає можливість дослідження дуже рідкісних мод розпаду В-мезонів, в яких спостерігається відхилення від передбачень СМ. Дуже перспективним вважається дослідження кваркових переходів типу $b \rightarrow s$ та $b \rightarrow d$, де порушення СР-парності в рамках СМ мінімальне. Також великий інтерес приділяється пошуку частинок темної матерії на шкалі мас GeV і MeV, а також процесам, що ведуть до порушення лептонного числа, наприклад, переходів типу $\tau \rightarrow \mu \nu$ на рівні 10^{-8} .

Одним із найбільш перспективних напрямків у пошуку НФ в області фундаментальних досліджень є пошук передбачених теоретично заряджених бозонів Хіггса (H^\pm). Після відкриття нейтрального бозону Хіггса (h^0) в ЦЕРН, за яке була вручена Нобелівська премія, нині ведеться полювання за їхніми зарядженими партнерами. Існування H^\pm веде до модифікації імовірностей мод розпаду, розрахованих в рамках СМ. Особливо чутливими до прояву цих ефектів є вимірювання відношення імовірностей напівлептонних мод розпаду за участю τ -лептона, $B \rightarrow D^{(*)} \tau \nu$, до більш легких лептонів (мюонів і електронів): $R(D^*)$ і $R(D)$. Попередні вимірювання показали відхилення від СМ близько 4σ , але потребують значно кращої статистики, що стане можливим на Belle II. Проведення досліджень в експерименті Belle II дасть змогу виміряти ці відношення з точністю 1-2 %, що дасть змогу відкрити доступ до явищ НФ. На нинішньому етапі досліджень по цій тематиці важливо вивчити всі можливі канали розпаду із утворенням різних D та D^* мезонів із оцінкою внеску фону в кінцевий результат. Автором проводяться такі дослідження, а також вивчаються додатково збуджені стани чарму.

1. The Physics of the B Factories. Ed. by A.J. Bevan et al. Eur. Phys. J. C 74 (2014) 3026, SLAC-PUB-15968, KЕК Preprint 2014-3. 928 p.
2. E. Kou et al. The Belle II Physics Book. Prog. Theor. Exp. Phys. 123C01 (2019) 654 p.

УТВОРЕННЯ ІЗОМЕРНИХ ПАР У РЕАКЦІЇ $^{103}\text{Rh}(\gamma,4n)^{99\text{m,g}}\text{Rh}$

О. А. Безшийко¹, О. М. Водін², Л. О. Голінка-Безшийко¹, І. М. Каденко¹, А. В. Котенко¹,
В. А. Кушнір², А. О. Палінічак¹, Т. В. Повар¹, В. В. Митроченко²,
С. М. Олійник², С. А. Пережогін², С. Валеранд³

¹ Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ, Україна

² НДК «Прискорювач» ННЦ ХФТІ, Харків, Україна

³ Лабораторія лінійного прискорювача, Орсе, Франція

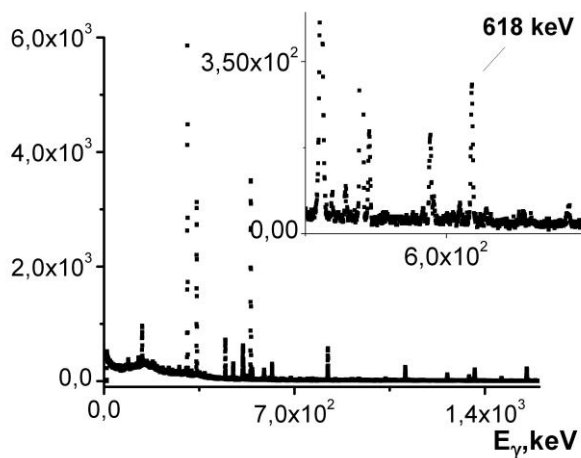
Отримання нових експериментальних даних із взаємодії гамма-квантів з ядрами в діапазоні енергій (30÷100) МеВ дає можливість перевірки теоретичних та модельних підходів при дослідженні фотоядерних реакцій в області енергій вище гігантського дипольного резонансу та більш глибокого розуміння процесів взаємодії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

Було проведено дослідження процесів збудження ізомерних станів дочірніх ядер, отриманих в результаті реакції $^{103}\text{Rh}(\gamma, 4n)^{99\text{m,g}}\text{Rh}$. Опромінення досліджуваних зразків проводилося на виведеному пучку лінійного прискорювача електронів ЛУ-40 НІК «Прискорювач» ННЦ ХФТІ в діапазоні енергій електронів $E_e = 65 \div 90$ МеВ. Вимірювання енергії прискорених електронів здійснювалося шляхом виміру амплітуди та фази СВЧ-сигналу, що подається в першу та другу секцію прискорювача з кроком 2 - 3 МеВ та невизначеністю $\Delta E_e = 200$ кеВ. На виході прискорювача електронів в якості гальмівної мішені було встановлено танталовий конвертер товщиною 1,05 мм, за яким знаходився алюмінієвий поглинач електронів з розмірами $\varnothing 90 \times 100$ мм. Відстань від гальмівної мішені до алюмінієвого поглинача становила 20 мм, до опромінюваного зразка 200 мм.

Для опромінення використовувались зразки металічного родію. Час опромінення зразків пучком гальмівного випромінювання складав 3600 та 1200 с. Після сеансу опромінення зразок з використанням пневмотранспортної системи переміщувався в окреме приміщення, де проводились вимірювання апаратурних гамма-спектрів наведеної активності продуктів фотоядерних реакцій. Час переміщення зразків складав близько 8 с.

Для експериментального визначення ізомерного відношення виходів застосовувалась методика визначення наведеної активності зразків. Для цього використовувався спектрометр на базі напівпровідникового HPGe-детектора з відносною ефективністю 20 % та енергетичною роздільною здатністю 1,9 кеВ для лінії 1332 кеВ ^{60}Co . Калібрування за ефективністю детектора було виконано на всіх відстанях «зразок - детектор», для яких проводився набір апаратурних гамма-спектрів опромінених зразків. Для цього використовувалися джерела з набору ОСГІ. Відхилення калібрувальних значень ефективностей від лінійної залежності «ефективність реєстрації гамма-випромінювання – енергія гамма-квантів» в подвійному логарифмічному масштабі не перевищувало 2 %.

Витримка зразків від моменту кінця опромінення до початку набору апаратурного спектра становила від 20 с до кількох діб. Через різні часові проміжки проводився набір серії послідовних γ -спектрів. Часові інтервали вимірювань вибиралися з урахуванням схем розпаду ізомерної пари на підставі даних з ENSDF [1]. Набір гамма-спектрів проводився на різних відстанях зразок-детектор з метою оптимізації часу вимірювань, похибки отриманих даних та вхідного завантаження спектрометра. Приклади апаратурних гамма-спектрів та значення енергій гамма-квантів, яким відповідають піки в апаратурному гамма-спектрі, що використовувалися для визначення ізомерного відношення, наведено на рисунку.



Апаратурний гамма-спектр продуктів активації після опромінення зразка родію гамма-квантами гальмівного спектра з граничною енергією 74,9 МеВ.

Метою даної роботи було дослідження залежності ізомерних відношень виходів у реакції $^{103}\text{Rh}(\gamma, 4n)^{99\text{m.g}}\text{Rh}$ від енергії гамма-квантів в області граничних енергій гальмівних спектрів від 74,9 до 85,7 МеВ. Експериментально визначені ізомерні відношення виходів та порівняння їх з результатами інших авторів наведено в таблиці.

Отримані експериментальні дані для ізомерних відношень виходів на Rh та результати інших авторів

| Е γ , МеВ | Експериментальний результат | Посилання |
|------------------|-----------------------------|-------------|
| 55 | 1,59 \pm 0,29 | [2] |
| 60 | 1,39 \pm 0,24 | [2] |
| 65 | 1,43 \pm 0,20 | [3] |
| 74,9 | 1,60 \pm 0,19 | Дана робота |
| 85,7 | 1,44 \pm 0,30 | Дана робота |

Також було проведено порівняння експериментально виміряних значень ізомерних відношень з теоретично розрахованими величинами, отриманими з використанням коду TALYS [4]. Теоретичні розрахунки ізомерних відношень проводилися з урахуванням як статистичних механізмів перебігу фотоядерних реакцій, так і передрівноважних процесів. У результаті проведеного порівняння можна зробити висновок, що модель постійної температури та Фермі газу забезпечують дуже хорошу відповідність між експериментальними даними та теоретичними розрахунками.

Дане наукове дослідження КНУ імені Тараса Шевченка та Лабораторії лінійного прискорювача (Орсе, Франція) проводилася в рамках роботи міжнародної асоційованої лабораторії LIA IDEATE.

1. <http://www.nndc.bnl.gov/ensdf>
2. Md. S. Rahman et al. The European Physical Journal A 52 (2016) 194.
3. Van Do Nguyen et al. Journal of the Korean Physical Society 50(2) (2007) 417.
4. A.J. Koning, S. Hilaire, M.C. Duijvestijn. TALYS: Comprehensive nuclear reaction modeling. AIP Conf. Proc. Vol. 769. p. 1154.

ВИКОРИСТАННЯ РОБОТОТЕХНІКИ В РАДІАЦІЙНО НЕБЕЗПЕЧНОМУ СЕРЕДОВИЩІ

О. А. Безшийко, Л. О. Голінка-Безшийко, В. І. Резоглазов

Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ, Україна

Використання роботів для допомоги людям в різних областях життєдіяльності було і залишається мрією і надією протягом багатьох десятиків і сотень років. Але спочатку ці плани обмежувалися тільки розповідями і новелами багатьох відомих письменників фантастів та побудовою людиноподібних механічних приладів. Наприклад, французький механік та винахідник Жак де Вокансон створив у 1738 р. перший працюючий людиноподібний пристрій (андроїд), який відігравав на флейті. А автоматичні механізми (які можна розглядати в якості зародків роботів) почали вже створювати в стародавній Греції. В кінці 18 сторіччя в Японії створили автоматичну механічну дівчину, яка могла стріляти з лука.

У 1948 р. у США компанією General Electric був створений перший промисловий робот для роботи на атомному реакторі. Його особливістю була наявність зворотного зв'язку - оператор міг не тільки бачити його переміщення в робочому просторі, але і відчувати силу, яку розвивав пристрій захоплення маніпулятора, що давало змогу керувати механізмом більш точно. В середині 50-х років американець Джордж Девол заснував компанію Unimation, яка займалася випуском перших серійних промислових роботів, програмованих за допомогою перфокарт. І вже починаючи з 1960-х років почалося масове використання подібних систем, особливо в Японії. Технологічний прогрес дав можливість поступово перейти від радіоламп до транзисторів, а потім до мікросхем і мікроконтролерів. Та до останнього часу обчислювальної потужності систем не вистачало для вірної самостійної реакції роботів на велику кількість подій, багато з яких можуть бути неочікуваними. Крім того недостатній розвиток технологій не давав змоги досягти навіть фізичних можливостей людини. Тобто всі ці роботоподібні структури могли тільки реагувати на дуже обмежений набір подій і виступати виносними органами відчуттів (зір, слух, дотик тощо) чи примітивними кінцівками (дуже спрощені пальці, руки, ноги).

Ситуація виглядала ще гіршою в областях, де робота повинна проводитися у потужних радіаційних полях, в яких легко виходить з ладу будь-яка напівпровідникова техніка. Невдале використання робототехніки під час Чорнобильської аварії і аварії на Фукусімській АЕС є яскравими наочними прикладами вказаного вище.

Актуальність використання робототехніки в радіаційно небезпечних умовах для людини при високому рівні самостійності в роботі не тільки не зменшується, а навпаки – швидко поширюється на різні сфери людської життєдіяльності. Ось тільки деякі з них:

- виведення АЕС з експлуатації;
- робота з інтенсивними радіоактивними джерелами (заправка установок з ДІВ, робота з відходами АЕС тощо);
- великі радіаційні аварії;
- управління кораблями при довготривалих космічних мандрівках в складних умовах (тенденція останніх років);
- підтримка життєдіяльності поселень людей на Марсі (тенденція останніх років);
- заміна частин детекторних систем під час довготривалих вимірювань в сучасних складних експериментах з фізики високих енергій з великим радіаційним фоном (наприклад, основні експериментальні установки на Великому Адронному Колайдері в ЦЕРНі після його модернізації і збільшення потужності пучків прискорених частинок у кілька разів).

За останнє десятиріччя стрибок у розвитку технологій і нанотехнологій призвів до швидкого росту фізичних можливостей робототехніки. Але особливо просунув можливості сучасної робототехніки швидкий розвиток за останні 2 - 3 роки систем штучного інтелекту за рахунок апаратного виконання основних команд і функцій, які використовуються для побудови нейронних мереж і подібних алгоритмів. Наприклад, на сьогодні сучасні GPU фірми NVIDIA виконують близько 100 трильйонів операцій алгоритмів штучного інтелекту за секунду. Збільшення за рахунок цього на два порядки потужності розрахунків перевело багаторічні еволюційні кількісні зміни в якісний скачок (який більш нагадує революцію) ефективності використання алгоритмів штучного інтелекту, які пробували застосовувати ще з 60-років (нейронні мережі). Вирази Artificial Intelligence (AI), Deep Learning, Neural Networks, Machine Learning, Big Data зараз на слуху не тільки у спеціалістів в цій області. Революція ця ще не закінчилася – все тільки починається. Цілий ряд стартапів пропонує нові апаратно-програмні можливості для збільшення потужності систем штучного інтелекту додатково на 2 - 3 порядки в найближчі роки [1].

Яскравий приклад однієї з таких розробок наведено на рис. 1.

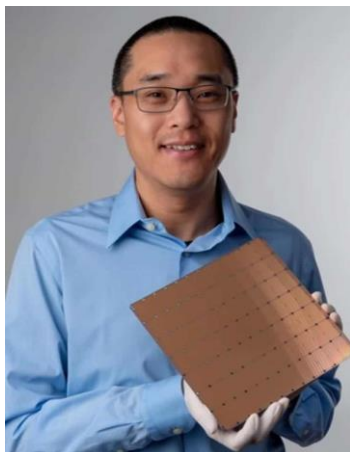


Рис. 1. На цьому чипі розміром 46225 мм² та з 1,2 трильйоном (не мільярдом!!!) розміщено близько 400 000 ядер, які оптимізовано для роботи з AI-алгоритмами.

З іншого боку за останні кілька років запропоновано кілька нових технологій електроніки, радіаційна стійкість яких на кілька порядків вища порівняно із стандартними напівпровідниковими технологіями. Наприклад, одна з таких технологій «реінкарнації радіоламп на мікрорівні» [2]. Усі ці досягнення дають гарні шанси на створення у найближчі роки повністю автономних високоінтелектуальних роботів, які зможуть ефективно працювати в зонах з високим рівнем радіаційних навантажень.

У роботі розглянуто детально на багатьох прикладах і фактах аргументація і напрямки розвитку радіаційно стійкої робототехніки, які наведено вище, а також про перші результати робіт в цьому напрямку, які проводяться на кафедрі ядерної фізики фізичного факультету Київського національного університету імені Тараса Шевченка. На перших етапах зусилля сконцентровані на забезпеченні інструментів роботи з елементами електроніки і детекторних систем на мікронному і субмікронному рівні. Також розробляється макет простого повністю автономного робототехнічного комплексу для заміни простих деталей і частин детекторних систем в експериментах з великим радіаційним фоном, зокрема на експериментах прискорювального комплексу LHC (CERN). На першій стадії розробляється колісна система, яка управляється на базі поєднаної роботи плати мікроконтролера Raspberry Pi 4 та спеціалізованої плати алгоритмів штучного інтелекту Intel Neural Compute Stick 2 для виконання більше трильйона операцій за секунду (рис. 2). Відеокамери стереозору дають змогу ефективно рухатися, орієнтуватися та забезпечувати розвідку місцевості без участі оператора (в умовах завалів, поганого проходження сигналів управління і контролю в залізобетонних коридорах).

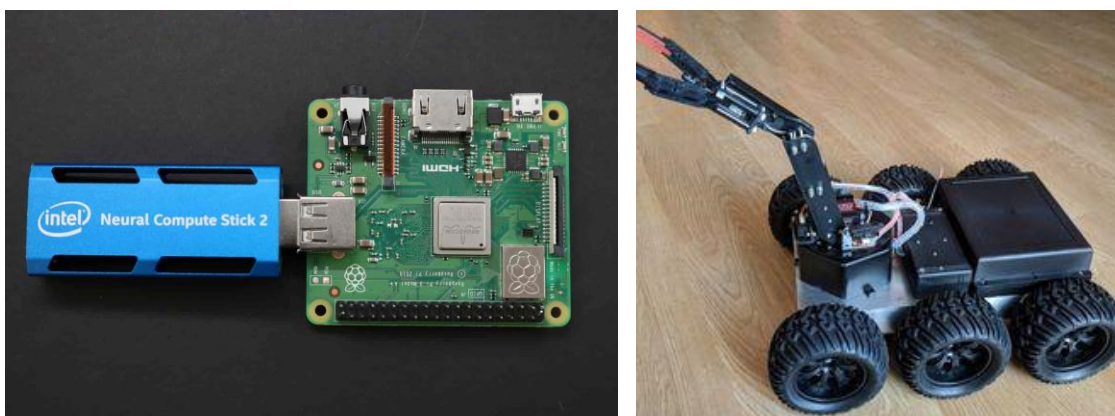


Рис. 2. Розробляється колісна система, яка управляється на базі поєднаної роботи плати мікроконтролера Raspberry Pi 4 та спеціалізованої плати алгоритмів штучного інтелекту Intel Neural Compute Stick 2.

Розглянуто основні методи і технології підвищення радіаційної стійкості електротехнічних систем, які можуть бути використані в робототехніці.

1. <https://www.ai-startups.org/top/hardware/>, 2020.
2. Jin-Woo Han et al. Nature. Electr. 2 (2019) 405.

ІЗОМЕРНІ ВІДНОШЕННЯ ДЛЯ ПРОДУКТІВ ФОТОЯДЕРНИХ РЕАКЦІЙ $^{121}\text{Sb}(\gamma, 3n)^{118\text{m.g}}\text{Sb}$

О. А. Безшийко¹, В. І. Берест¹, О. М. Водін², Л. О. Голінка-Безшийко¹, І. М. Каденко¹,
 А. В. Котенко¹, В. А. Кушнір², В. В. Митроченко², А. О. Палінічак¹, С. М. Олійник²,
 С. А. Пережогін², С. Валеранд³

¹ Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ, Україна

² НДК «Прискорювач» ННЦ ХФТІ НАН України, Харків, Україна

³ Лабораторія лінійного прискорювача, Орсе, Франція

Дослідження ізомерних відношень продуктів ядерних реакцій є одним із джерел інформації щодо механізмів перебігу таких реакцій та властивості збуджених станів атомних ядер. Незначна кількість експериментальних даних з ізомерних відношень продуктів фотоядерних реакцій значно ускладнює систематизацію та всебічний аналіз залежності ізомерних відношень від різних характеристик ядер і ядерних реакцій. Використання γ -квантів у вхідному каналі при дослідженні властивостей ядер має значні переваги перед іншими налітаючими частинками. Внесення низького спіну в ядро-мішень незалежно від енергії збудження є важливою властивістю при дослідженні кутових моментів збуджених станів ядер, уламків поділу та модельних характеристик дезбудження ядер – продуктів реакцій. Відсутність протягом багатьох років інтенсивних джерел моноенергетичних пучків γ -квантів не давала можливості ефективно застосовувати ці переваги, тому для дослідження фотоядерних реакцій в основному використовують інтенсивні джерела гальмівного випромінювання.

Особливо актуальним у таких дослідженнях є проведення вимірювань характеристик високопорогових фотоядерних реакцій з множинним вильотом частинок у проміжній області від енергій гігантського дипольного резонансу до порогу утворення піона, що є дослідженою набагато менше як з теоретичної, так і з експериментальної точок зору.

У рамках цієї роботи нами проведено вимірювання ізомерних відношень для ядра $^{118\text{m.g}}\text{Sb}$, що є продуктом фотоядерної реакції $(\gamma, 3n)$ на ^{121}Sb . При опроміненні використовувалися зразки металічного стібю збагаченого за ізотопом ^{121}Sb . Опромінення проводилося гамма-квантами гальмівного спектра з граничною енергією 60,5 та 65,4 МеВ. Джерелом гамма-квантів був прискорювач електронів ЛУЕ-40 НДК «Прискорювач» ННЦ ХФТІ. Гальмівна мішень представляла собою танталову пластину, товщиною 1,05 мм. Для вимірювання наведеної γ -активності зразків використовувався напівпровідниковий спектрометр на базі HPCGe-детектора з відносною ефективністю 20 % і енергетичною роздільною здатністю 1,9 кеВ для γ -лінії 1332 кеВ при розпаді ^{60}Co .

У роботі ізомерне відношення виходів розраховувалося як відношення заселення рівня з вищим спіном до заселення рівня з нижчим спіном: $D = \frac{Y_H}{Y_L}$. Оскільки метастабільний стан ядра $^{118\text{m.g}}\text{Sb}$ має спін та парність 8^- , а основний стан має спін та парність 1^+ , для продукту реакції $^{121}\text{Sb}(\gamma, 3n)^{118\text{m.g}}\text{Sb}$ ізомерне відношення визначалося як відношення виходів ізомерного стану ядра до основного.

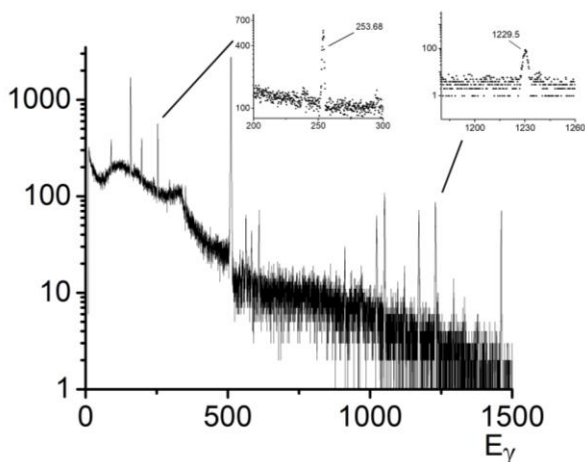


Рис. 1. Спектр продуктів активації зразка ^{121}Sb для граничної енергії гальмівного випромінювання 60,5 МеВ.

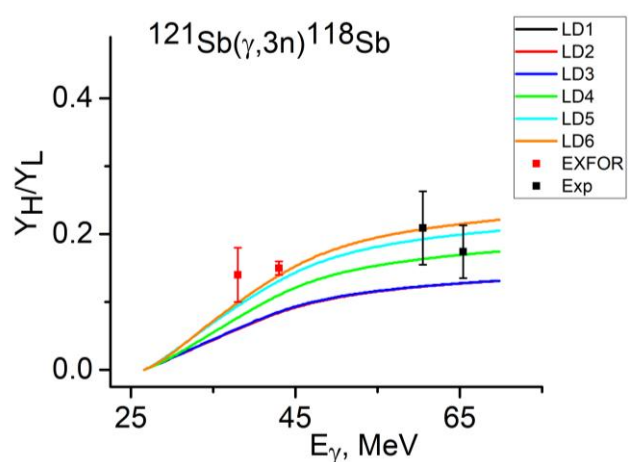


Рис. 2. Графічне представлення порівняння результатів розрахунків, виконаних у кодї Talys, та отриманих нами експериментальних величин (Exp) ізомерних відношень ^{118}Sb .

Проведено порівняння отриманого ізомерного відношення для продуктів реакції $^{123}\text{Sb}(\gamma, 5n)^{118\text{m.g}}\text{Sb}$ з експериментальними даними для цієї реакції, взятими з бази даних EXFOR [1], та результатами розрахунків для 6 моделей, які виконано з використанням коду TALYS [2]. Експериментальне значення добре узгоджується з даними з бази даних [1] та теоретичними розрахунками (рис. 1).

Для теоретичного розрахунку перерізів було використано 6 модельних підходів (LD1-LD6) для опису густини рівнів, з яких 3 є феноменологічними: модель постійної температури і модель Фермі-газу, модель Фермі-газу зі зворотнім зсувом, узагальнена надплинна модель, та 3 табульовані густини рівнів, розраховані з використанням: сили Скірма та таблиці Горелі, сили Скірма та комбінаторні таблиці Хіларі, сили Гоньї та комбінаторні таблиці Хіларі. Розрахунок перерізів проводився з урахуванням та без урахування передрівноважних процесів. Оскільки зазвичай для отримання гальмівного випромінювання використовуються тонкі мішені та зразки опромінюються на відстані, значно більшій за розміри зразка, то спектр налітаючих квантів добре описується в рамках наближення Шиффа [3].

Дане наукове дослідження співавторів з Київського національного університету імені Тараса Шевченка і Лабораторії лінійного прискорювача проводилося в рамках міжнародної асоційованої лабораторії LIA IDEATE.

1. <https://www.nndc.bnl.gov/exfor/exfor.htm>
2. A.J. Koning, S. Hilaire, M.C. Duijvestijn. TALYS: Comprehensive nuclear reaction modeling. AIP Conf. Proc. 769 (2005) 1154.
3. L.I. Schiff, Energy-angle distribution of thin target bremsstrahlung. Phys. Rev. 83 (1951) 252.

УТОЧНЕННЯ ГАММА-СПЕКТРА З РЕАКЦІЙ (n, γ) НА ЯДРАХ КАДМІЮ

**Б. М. Бондар^{1,2}, О. М. Горбаченко¹, Б. Ю. Лещенко²,
І. М. Каденко¹, В. А. Плюйко^{1,3}, К. М. Солодовник¹**

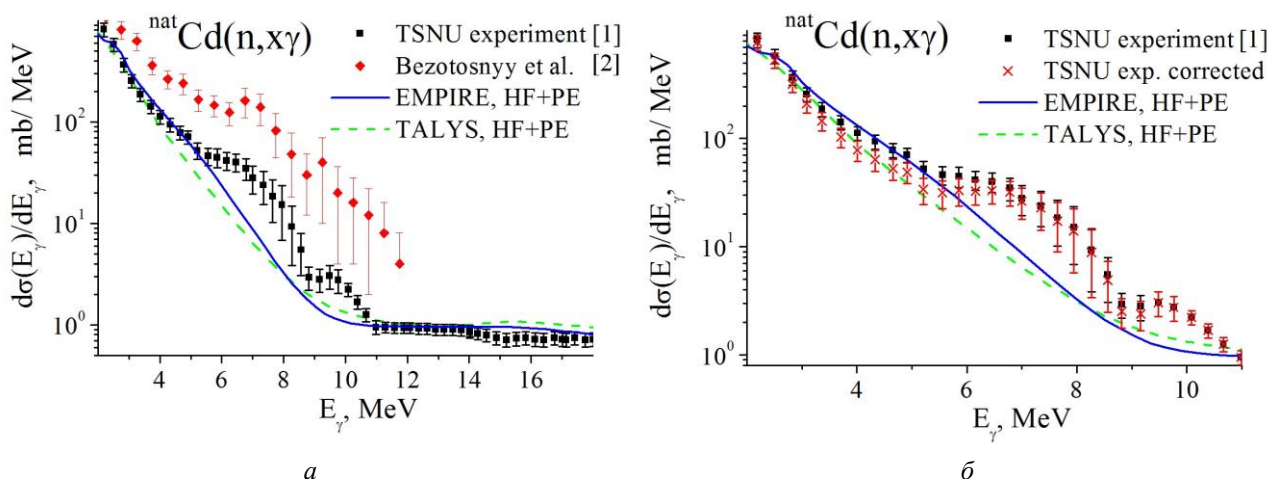
¹ Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ, Україна

² Національний технічний університет України

«Київський політехнічний інститут імені Ігоря Сікорського», Київ, Україна

³ Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Визначення спектрів гамма-квантів в реакціях (n, γ) на швидких DT-нейтронах необхідно не тільки для дослідження фундаментальних задач (наприклад, для перевірки методів опису електромагнітних переходів в атомних ядрах), а й для прикладних застосувань, зокрема для розрахунку захисту та радіаційного навантаження конструкційних елементів ядерних реакторів. Незважаючи на велику кількість ядерних даних, отриманих в експериментах зі швидкими нейтронами, досі існують розбіжності між даними різних авторів та теоретичними розрахунками перерізів (n, γ) реакцій. Найбільші розбіжності були, зокрема, отримані для спектра гамма-квантів з ядер кадмію в околі енергії відділення нейтронів ($\sim 5,5 - 10$ MeV) [1, 2]. Такі експериментальні дані були також отримані при енергії нейтронів 14,1 MeV в Київському національному університеті імені Тараса Шевченка (TSNU) [1] з використанням імпульсного нейтронного генератора (ІНГ-200) та із застосуванням часопробної методики вимірювань для сепарації миттєвих гамма-квантів від нейтронів (рисунок, а).



Порівняння експериментальних даних та теоретичних розрахунків гамма-спектрів з реакції $^{nat}\text{Cd}(n, \gamma)$ при енергії нейтронів 14,1 MeV: *а* – експериментальні дані з робіт [1, 2]; *б* – уточнені експериментальні значення даної роботи. Теоретичні розрахунки були виконані в [1] за кодами EMPIRE 3.0 [3] та TALYS 1.2 [4] у рамках статистичної теорії Хаузера - Фешбаха (HF) з урахуванням передрівноважних процесів (PE).

Експерименти виконувалися у замкнутому приміщенні, що могло призвести до сповільнення частини швидких нейтронів до теплових енергій через їхнє перерозсіяння, наприклад, від стінок приміщення та конструкційних елементів детекторної установки. Розсіяні нейтрони в місці розташування зразка можуть суттєво підсилювати гамма-спектр, особливо для натурального кадмію, для якого переріз (n, γ) реакцій на теплових нейтронах становить близько 2000 б. У даній роботі розглянуто можливість підсилення гамма-спектра від внеску гамма-квантів радіаційного поглинання нейтронів теплових енергій.

При опроміненні зразка нейтронами з енергією E_n і з врахуванням внеску гамма-спектра від нейтронів, сповільнених до енергій в інтервалі $\delta E \equiv E_{\max} - E_{\min}$, повний виміряний гамма-спектр $\sigma_{\text{eff}}(E_\gamma)$ може бути представлений у вигляді

$$\sigma_{\text{eff}}(E_\gamma) = \sigma(E_\gamma, E_n) + \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} dE \cdot \psi(E, E_n) \sigma(E_\gamma, E),$$

де $\sigma(E_\gamma, E')$ - гамма-спектр від нейтронів з енергією E' , а другий компонент є внеском у спектр від радіаційного поглинання сповільнених нейтронів. Функція $\psi(E, E_n) = \{\Phi(E)/F(E_n)\} \cdot \{\alpha_n(E)/\alpha_n(E_n)\}$. визначає відносну ефективність детектування спектра гамма-квантів, обумовленого опромінюванням нейтронами з енергіями E та E_n . Тут $\Phi(E) = dF(E)/dE$ – диференційний флюенс уповільнених нейтронів, $F(E_n)$ – флюенс нейтронів з енергією E_n , $\alpha_n(E')$ – коефіцієнт самопоглинання нейтронів енергії E' у зразка.

Для аналізу розбіжностей спектрів в околі енергій відділення нейтрона для ізотопів ^{nat}Cd (Рис.1а) було проведено MCNP симуляцію експерименту. Було побудовано геометрію експерименту, включаючи ІНГ-200 та всі конструкційні елементи детекторної установки і були отримані флюенси нейтронів у різних точках експериментальної зали при різних енергіях. Використовуючи вищенаведені співвідношення $\alpha_n(E) = 1$ експериментальні дані для спектрів та змодельовані флюенси нейтронів, був уточнений гамма-спектр з реакцій $^{nat}\text{Cd}(n, \gamma)$. Результати представлено на рисунку, б. З рисунка, б видно, що уточнені експериментальні значення перерізів в інтервалі 5,5 ÷ 9 MeV приблизно на 60 % менші і краще узгоджуються з теоретичними розрахунками, однак в той же час певна розбіжність спектрів все ще зберігається. Це може бути обумовлено відсутністю врахування пігмі-резонансів у фотонних силових функціях [5, 6], а також спрощеним врахуванням колективного підсилення густини ядерних рівнів [5, 7].

1. В.М. Bondar et al. Cross sections of prompt γ -ray production induced by interactions of fast neutrons with cadmium. Nucl. Phys. At. Energy 12 (2011) 129 (Ukr).
2. V.M. Bezotosnyy et al. Differential and total cross sections for gamma-production by inelastic interaction of 14 MeV neutrons with different nuclei. Atomic energy 4 (1980) 239 (Rus).
3. M. Herman et al. EMPIRE: Nuclear Reaction Model Code System for Data Evaluation. Nuclear Data Sheets 108 (2007) 2655.
4. A.J. Koning, S. Hilaire, M.C. Duijvestijn. TALYS1.0. In: Proc. of the Intern. Conf. on Nuclear Data for Science and Technology ND2007, Nice, France, April 22 - 27, 2007 (Nice, 2007) p. 211.
5. R. Capote et al. Reference Input Library (RIPL-3). Nuclear Data Sheets 110(12) (2009) 3107.
6. M. Igashira et al. Systematics of the pygmy resonance in keV neutron capture γ -ray spectra of nuclei with $N = 82 - 126$. Nuclear Physics A 457 (1986) 301.
7. D. Pandit et al. Experimental signature of collective enhancement in nuclear level density. Physical Review C 97 (2018) 041301.

ДОСЛІДЖЕННЯ ВИСОКОІНТЕНСИВНОГО КОМПТОНІВСЬКОГО РОЗСІЮВАННЯ В ЕКСПЕРИМЕНТІ LUXE

М. С. Борисова
(від імені колаборації LUXE)

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Прискорювач електронів XFEL, що працює в DESY, має найбільш високоенергетичний електронний пучок на даний час у всьому світі. Хоча він був розроблений як фотонна фабрика, він також ідеально підходить для вивчення квантової фізики в режимі сильного поля. Це і є метою експерименту LUXE, який в даний час розробляється фізиками, спеціалістами з прискорювачів та лазерів в DESY, спільно з колегами з Німеччини, Великобританії, Ізраїлю та України. Однією з дослідницьких задач експерименту LUXE буде вимірювання високоінтенсивного комптонівського розсіювання (ВІКР). В одному з режимів LUXE буде вивчати зіткнення електронного пучка XFEL з потужним лазерним імпульсом. За допомогою цих вимірювань експеримент LUXE значно просуне дослідження електродинаміки сильних полів в порівнянні з попередніми експериментами.

У моделюванні GEANT4 [1] показано можливість спостереження нелінійного ВІКР в експерименті LUXE, фокусуючись на концептуальному дослідженні конструкції детектора фотонів. За допомогою тераваттних лазерів можна створити достатню щільність фотонів для вивчення нелінійного комптонівського розсіювання. Електрон в інтенсивній хвилі може випромінювати фотон і врівноважувати 4-імпульс, поглинаючи кілька фотонів з лазера, що може призвести до реальних фотонів з енергіями вище кінематичної межі для звичайного комптонівського розсіювання. У цьому процесі електрон поглинає кілька фотонів з лазерного імпульсу і випромінює фотон високої енергії:

$$e^- + n\omega \rightarrow e^- + \gamma, \quad (1)$$

де ω представляє фотон з лазерного імпульсу, n – число поглинутих лазерних фотонів, γ – високоенергетичний фотон. Швидкість цього процесу залежить від інтенсивності лазера, яку характеризують безрозмірною величиною

$$\xi = eE_L / \omega_L m_e, \quad (2)$$

де E_L і ω_L – електричне поле лазера і його частота в системі спокою електрону відповідно, а e і m_e – заряд і маса електрона.

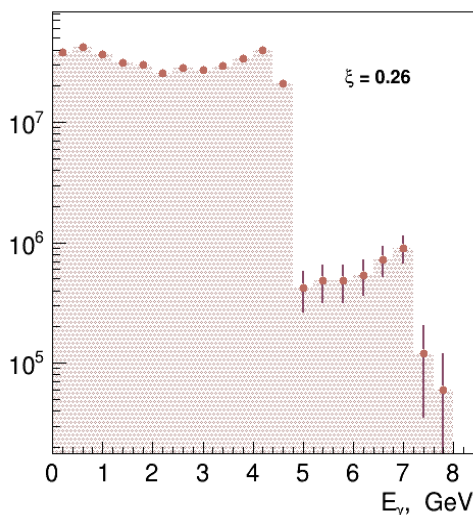


Рис. 1. Змодельований енергетичний спектр фотонів з піковою інтенсивністю лазера $\xi = 0,26$.

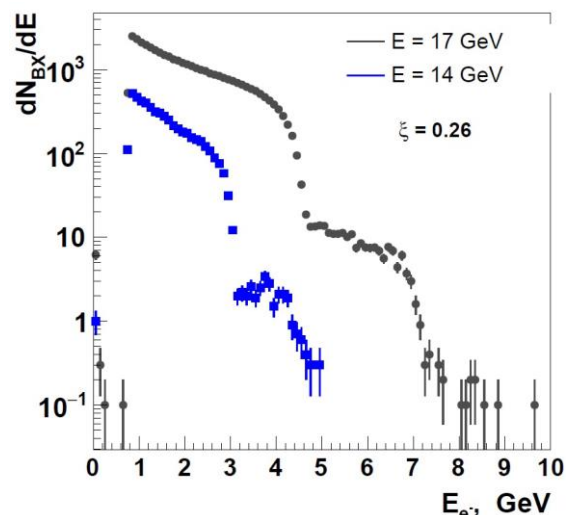


Рис. 2. Змодельовані спектри енергії електронів для $\xi = 0,26$ і вольфрамового дроту діаметром 10 мкм для енергій $E_{e-} = 14$ GeV та $E_{e-} = 17,5$ GeV.

Для моделювання процесу ВІКР в умовах реального експерименту використовується метод Монте-Карло (МС). МС для експерименту LUXE відтворює непертурбативні, сильні польові процеси частинок при зіткненні між пучком електронів і інтенсивним лазерним імпульсом [2]. Для моделювання використано циркулярно поляризований лазерний промінь з довжиною хвилі 800 нм і площею фокусної плями $100,0 \text{ мкм}^2$ і тривалістю імпульсу 35 фс, хвиля є плоскою в поперечному напрямку і гауссовою - в поздовжньому з $\sigma_z = 12 \text{ мкм}$. Пучок електронів, що перетинає лазерний промінь під кутом $17,2^\circ$, має гауссовий розподіл $\sigma_x = \sigma_y = 5 \text{ мкм}$ і $\sigma_z = 24 \text{ мкм}$ і містить $6 \cdot 10^9$ електронів. У результаті зіткнень при очікуваних інтенсивностях лазера утворюватимуться $\sim 10^7\text{--}10^{11}$ фотонів при кожному лазерному імпульсі, спектр яких представлено на рис. 1 для $\xi = 0,26$. Безпосередня реєстрація такої кількості фотонів та їхнього спектра неможлива. Для реєстрації їх, можна використати тонкі металеві дроти в якості мішеней-перетворювачів, розташованих на деякій значній відстані від точки взаємодії. Моделювання перетворення фотонів в електрон-позитронні пари виконано в GEANT4. Геометрія та вхідні параметри відповідають ескізованому проекту та потребам LUXE. Рис. 2 показує спектр енергії електронів на одне зіткнення отриманий в симуляціях для $\xi = 0,26$ і вольфрамового дроту діаметром

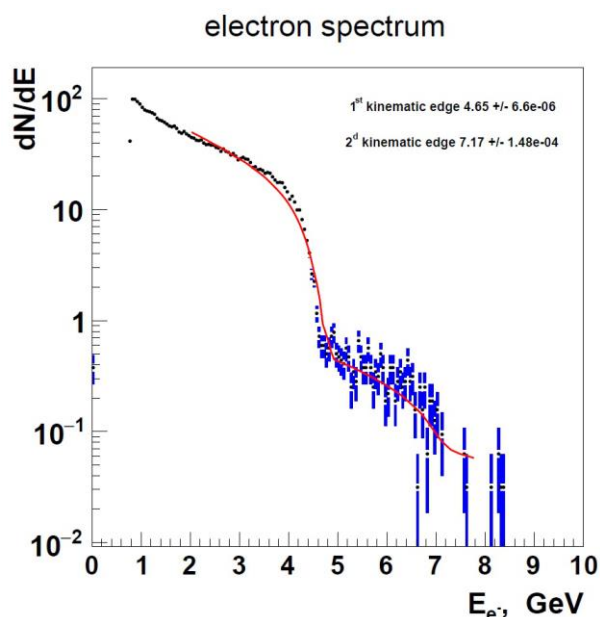


Рис. 3. Спектр електронів з конверсії фотонів на мішені у вигляді вольфрамового дроту діаметром 10 мкм. Червона лінія – підгонка до змодельованого спектра електронів (див. текст).

можливе використання 10 мкм вольфрамового (густина $19,3 \text{ г/см}^3$) дроту в якості мішені перетворювача на відстані 10 м від точки взаємодії. Число очікуваних електрон/позитронних пар становить $\sim 3,8 \cdot 10^3$, що є прийнятним для детекторних систем.

10 мкм для енергії електронів, $E_{e^-} = 14 \text{ ГеВ}$, яка є і робочою енергією XFEL та його максимальної енергії $E_{e^-} = 17,5 \text{ ГеВ}$. Перші дві кінематичні межі добре видно. Спектри фотонів ВІКР можуть бути відтворені, вважаючи, що перетворення фотонів на електрон/позитронні пари в мішені є процесом Бете - Гейтлера. Для цього модельні параметризовані спектри фотонів ВІКР можуть бути згорнуті зі спектром пар Бете - Гейтлера і підігнані до експериментально спостережуваних електрон/позитронних спектрів. На рис. 3 показаний результат такої підгонки, де переріз утворення пар в матеріалі мішені було отримано з GEANT4, а для моделювання спектра фотонів ВІКР використовувалася крокова функція. Як видно з рис.3, підгонка досить добре відтворює спектр електронів і отримані кінематичні межі 4,65 ГеВ для $n = 1$ і 7,17 ГеВ для $n = 2$.

Встановлено, що для номінального пучка XFEL з піковою інтенсивністю лазера $\xi = 0,26$

1. GEANT4 Physics Reference Manual Section. <http://GEANT4-userdoc.web.cern.ch/GEANT4-userdoc/UsersGuides/PhysicsReferenceManual/BackupVersions/V10.2/fo/PhysicsReferenceManual.pdf>.
2. A Hartin, A. Ringwald, N. Tapia. Phys. Rev. D 99 (2019) 036008. arXiv:1807.10670.

ПРО МОЖЛИВОСТІ ДОСЛІДЖЕННЯ БАГАТОЧАСТИНКОВИХ ЯДЕРНИХ РЕАКЦІЙ ПРИ НИЗЬКИХ ЕНЕРГІЯХ НА ПУЧКУ ЕГП-10К

О. К. Горпинич, І. П. Дряпаченко, В. О. Кива, О. А. Кушпій, В. В. Осташко,
О. М. Поворозник, Ю. С. Рознюк

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

За об'єктивних причин в останні декілька років основний «тягар» кореляційних експериментів на основі вимірювань збігів сигналів детекторів декількох продуктів взаємодії в кінцевому стані багаточастинкових ядерних реакцій був перенесений на інфраструктуру електростатичного тандем-генератора ІЯД ЕГП-10К. Як не дивно, це дало свої переваги. По-перше, гарантована висока прецизійність і стабільність регульованої енергії прискорених частинок виведеного пучка за не порівняно менших енерговитратах роботи прискорювача. По-друге, чи не найголовніше, безперервний режим наявності частинок в пучку у порівнянні з циклічними прискорювачами (характеристика шпаруватості прискореного пучка на мішені), що є визначальним для якості кореляційних експериментів. Навіть такий уявний недолік, як невеликий діапазон (3 - 7 MeV) вибору і регулювання енергії пучка, виявилося, має свою цінність необхідністю зниження порогів реєстрації енергії продуктів досліджуваних ядерних реакцій.

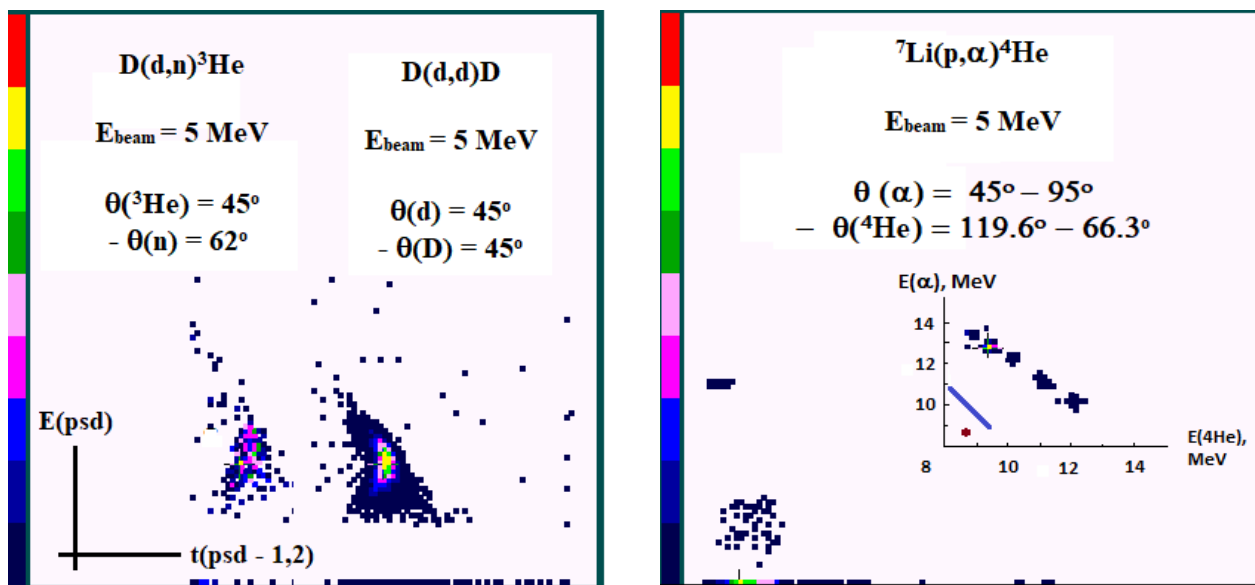
Кореляційні вимірювання на пучках прискорювачів були розпочаті в Києві більше піввіку тому [1]. Створена методика була другою у світі на той час, завдяки якій було відкрито ізотонічний ефект при розщепленні ядер дейтерію з енергією 13,6 MeV на мішенях з ізотопів ($^{58,60,62,64}\text{Ni}$) нікелю [2], що отримав назву Nemets-effect у світових наукових публікаціях. В наступні роки дослідження особливостей розщеплення дейтрона за участі різноманітних ядерних систем, від ізотопів свинцю до малонуклонних *ad*- та *nd*-систем, проводилися на виведених пучках циклотрона У-120, а пізніше на ізохронному циклотроні У-240 [3].

У подальшому діапазон кореляційних експериментів був суттєво розширений вивченням утворення й розпаду збуджених й екзотичних станів складних ядерних систем за участю декількох заряджених частинок, наприклад, $^8\text{Be} \rightarrow \alpha\alpha$, $^5\text{He} \rightarrow \alpha n$, ^6He , тощо. Особливістю ядерних реакцій з подібними продуктами в кінцевому стані, наприклад, при бомбардуванні легких ядер ($^6,7\text{Li}$, ^9Be , $^{10,11}\text{B}$) дейтронами або α -частинками, є виділення додаткової енергії, яка перерозподіляється між кінцевими продуктами залежно від кінематичних умов експерименту і дає можливість вивчати кутові кореляції та співвідношення гілок розпаду збуджених незв'язаних станів легких ядер [4].

До останнього часу саме на цьому були сконцентровані зусилля експериментаторів з підготовки і проведення досліджень на виведеному пучку прецизійного прискорювача протонів та дейтронів низької енергії ЕГП-10К і була розроблена методика кореляційного експерименту для вимірювання спектрів збігів заряджених частинок від декілька пар детекторів [5]. Із самого початку розробки і підготовки методики проведення експериментальних досліджень механізмів ядерних реакцій передбачалася реєстрація збігів сигналів детекторів кінцевих продуктів ядерної взаємодії. Своєю чергою це вимагає використання детекторів ядерного випромінювання різного типу, а саме заряджених (протонів, дейтронів, α -частинок, тощо) й нейтронів та γ -квантів.

Для кореляційних досліджень в кінематичне неповних експериментах чотирьох частинкових реакцій було модернізовано та вдосконалено існуючу методику багато параметричних вимірювань з використанням позиційно-чутливого детектора [6] і розробленого вузла автоматизованої установки калібрувальної діафрагми перед ним шляхом підключення каналу реєстрації швидких нейтронів для отримання спектрів збігів нейтронів та заряджених частинок. Використання позиційно-чутливого детектора (ПЧД) дає можливість суттєвого розширення досліджуваного в одному експерименті діапазону фазового простору, що однозначно забезпечує прецизійність порівняння абсолютних і відносних характеристик. ПЧД – це товстий кремнієвий детектор з розмірами прямокутного вікна чутливості до заряджених частинок 45×8 мм. Для його включення в діючу блок-схему вимірювань використовуються два «стандартних» попередніх підсилювача розробки Інституту ядерних досліджень НАН України, які забезпечують два амплітудних сигнали, пропорційні енергії зареєстрованої зарядженої частинки і координаті її попадання у вікно детектора. Також один з підсилювачів видає швидкий сигнал для часового аналізу зареєстрованої події.

Для вивчення реакцій з вильотом нейтронів у вимірювальну систему було додано тракт детектора швидких нейтронів. Сам по собі детектор нейтронів – це сцинтиляційний кристал СН-групи, який забезпечує сцинтиляційний спалах при пружному розсіянні нейтронів на ядрах водню в кристалі, який знаходиться в оптичному контакті з фотопомножувачем фірми Hamamatsu. Звичайний токовий імпульс останнього далі використовується в часопрольотній спектрометрії для визначення енергії зареєстрованого нейтрона з вимірювань часу прольоту цим нейтроном відстані від мішені до детектора. На рисунку (ліворуч) показано отримані в одній експозиції спектри збігів нейтронів та ${}^3\text{He}$ і заряджених частинок пружного dd -розсіяння із взаємодії $\text{CD}_2 + d$ при енергії дейтронів 5 МеВ, а праворуч – кутовий розподіл перерізу злиття $p + {}^7\text{Li} \rightarrow \alpha + \alpha$.



Ліва панель: Спектри ($n^3\text{He}$) та (dd)-збігів із взаємодії $\text{CD}_2 + d$, накопичені в одній експозиції.
 Права панель: кутовий розподіл перерізу злиття $p + {}^7\text{Li} \rightarrow \alpha + \alpha$.

Особливо зручно використання новітньої цифрової техніки для накопичення, сортування і відображення спектрометричної інформації в режимі онлайн при підготовчих та налагоджувальних роботах з перевірки відновлюваності й порівняння робочих характеристик детекторів й всієї вимірювальної системи. Це робилося за допомогою окремого блока на основі однокрипової РСІ-карти, який є по суті амплітудно-цифровим перетворювачем на 4096 каналів, що приєднується до керуючого персонального комп'ютера через USB-порт та двокрипової РСІ-карти, яка інтегрується на материнську плату комп'ютера і дає змогу в режимі онлайн накопичення, сортування і відображення спектрометричної двопараметричної інформації в режимі 1024×1024 каналів [7]. Пристрої керуються під оболонкою Windows через інсталювані відповідні програмні додатки.

1. М.В. Соколов. Дис. ... докт. физ.-мат. наук (Киев, 1982) 170 с.
2. О.Ф. Немец и др. Изв. АН СССР. Сер. физ. 34(8) (1970) 1714.
3. I.P. Dryarachenko et al. Nucl. Instr. And Meth. 141 (1977) 153.
4. О.Ф. Німець та ін. Ядерна фізика та енергетика 1(19) (2007) 36.
5. Ю.М. Павленко та ін. Ядерна фізика та енергетика 2(15) (2005) 151.
6. N. Randazzo et al. IEEE Transactions on Nuclear Science 46(5) (1999) 1300.
7. П.А. Иордански. Высокоскоростной 4k-usb спектрометрический АЦП, двумерный спектрометрический АЦП // <http://www.parsek.ru/ru/products.html>

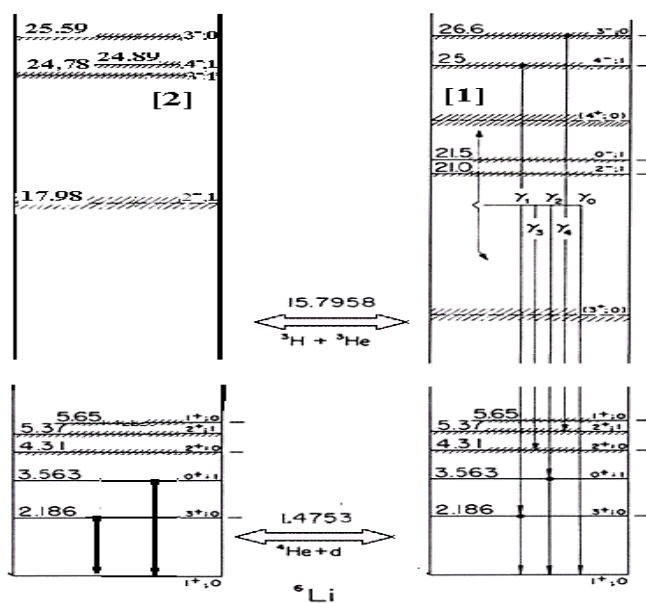
$\alpha + t(^3\text{He})$ ТРИЧАСТИНКОВІ РЕАКЦІЇ ТА СПЕКТР ЗБУДЖЕННЯ ЯДРА ^6Li

О. К. Горпинич, О. М. Поворозник

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Унаслідок того, що ядро ^6Li є одним із найлегших із своєрідною кластерною структурою основного та збуджених станів, воно є об'єктом інтенсивних експериментальних та теоретичних досліджень протягом останніх десятиліть. Збуджені стани ядра ^6Li , як і інших найлегших ядер, в основному незв'язані і розпадаються через випромінення двох і більше частинок. На рисунку репрезентовано схеми збуджених енергетичних рівнів ядра ^6Li , наведені в компіляційних роботах [1, 2]. Незважаючи на численні дослідження, спектр збудження ядра ^6Li є досить суперечливим [1, 2], особливо при енергії збудження вище 6 МеВ. Разом з тим точне визначення енергії збудження, часу життя та способів розпаду незв'язаних рівнів є дуже важливим для більш адекватного розуміння природи ядерних сил, які спричиняють їхнє утворення та розпад.

Представлене дослідження – це аналіз та узагальнення наших експериментів, спрямованих на з'ясування досить суперечливих результатів експериментальних досліджень структури спектра збудження ядра ^6Li . Найпоширенішими методами визначення енергетичних характеристик нестабільних збуджених станів є вимірювання та аналіз інклюзивних спектрів від квазідвочастинкових реакцій та дослідження пружного розсіювання компонентів розпаду. Інклюзивні спектри крім резонансних проявів збуджених станів досліджуваного ядра, часто демонструють інтенсивне неперервне тло викликане, як розпадом збуджених станів інших ядер, що утворюються в конкуруючих каналах реакцій, так і статистичним розпадом на три частинки у вихідному каналі ядра мішені і бомбардуючої частинки. Тому, досліджуючи спектри розпаду частинок у кінематичноповному кореляційному експерименті, можна отримати більш конкретну та більш точну інформацію про незв'язані рівні найлегших ядер.



Схеми збуджених енергетичних рівнів ядра ^6Li , наведені в компіляційних роботах [1, 2].

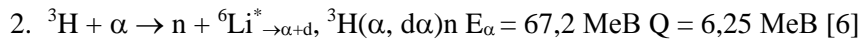
Ця робота є узагальненням циклу досліджень ядра ^6Li [5 - 7]. Використовуючи вдосконалений метод розпаду частинок [3, 4] спектроскопію для дослідження численних три- і чотиричастинкових каналів реакції, спричинених взаємодією пучків α -частинок із ізотопами водню та гелію. Предметом нашого дослідження були збуджені незв'язані рівні ядра ^6Li , сформовані на першій стадії взаємодії пучків α -частинок з ядрами тритію та гелію, які на другій стадії розпадалися через випромінювання пар $d + \alpha$ або $t + \tau$. У результаті кінематичного повного дослідження тричастинкових $^3\text{He}(\alpha, p\alpha)d$, $^3\text{H}(\alpha, d\alpha)n$ та $^3\text{H}(\alpha, t\tau)n$ реакцій були отримані двовимірні $E_p E_\alpha$, $E_d E_\alpha$ та $E_t E_\tau$ спектри $p\alpha$ - $d\alpha$ - та tt -збігів, аналіз яких дав змогу нам отримати нову інформацію про структуру збуджених рівнів ядра ^6Li

Уперше було проведено кінематичноповне дослідження реакції тричастинкових $^3\text{He}(\alpha, p\alpha)d$ на ядрах ^3He радіогенного походження, накопичених у титан-третієвих мішенях. Енергії збудження отримані для перших спостережуваних 5 рівнів збудження з енергіями збудження менше 6 МеВ і збігаються з поданими у компіляції [2]. Однак їхні енергетичні ширини дещо вужчі.

$$1. \ ^3\text{He} + \alpha \rightarrow p + ^6\text{Li}^*_{\rightarrow\alpha+d}, \ ^3\text{He}(\alpha, p\alpha)d \ Q = 5,48 \text{ MeV} \ (E_\alpha = 27,2 \text{ MeV}) \ [5]$$

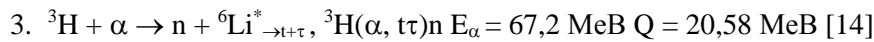
В отриманих із досліджень тричастинкової $^3\text{H}(\alpha, d\alpha)n$ реакції двовимірних $E_p \times E_\alpha$ спектрів $p\alpha$ -збігів ($E_\alpha = 67,2 \text{ MeV}$) [6] спостерігались уперше три незв'язані збуджені рівні в енергетичному діапазоні енергії збудження ядра ^6Li від 7 до 14 МеВ. Ці нові експериментальні дані про наявність

збуджених рівнів ядра ${}^6\text{Li}$ узгоджуються з теоретичними розрахунками [7 - 11], а з експериментальними дослідженнями інших авторів [12, 13].



| Енергетичні параметри збуджених рівнів ${}^6\text{Li}$ | | |
|--|--------------|----------------|
| $E_\alpha = 27,2$ MeV ${}^3\text{He}(\alpha, p\alpha)n$ ${}^3\text{He} + \alpha \rightarrow p + {}^6\text{Li}^* \rightarrow \alpha + d$ [7] | | |
| № | E^* , MeV | Γ , MeV |
| 1 | 2,22 (0,20) | 0,20 (0,15) |
| 2 | 3,50 (0,25) | — |
| 3 | 4,44 (0,30) | 0,40 (0,20) |
| 4 | 5,15 (0,25) | 0,40 (0,25) |
| 5 | 5,85 (0,30) | 0,72(0,20) |
| $E_\alpha = 67,2$ MeV ${}^3\text{H}(\alpha, d\alpha)n$ ${}^3\text{H} + \alpha \rightarrow n + {}^6\text{Li}^* \rightarrow \alpha + d$ | | |
| 6 | 8,80 (0,15) | 1,85 (0,70) |
| 7 | 11,30 (0,40) | 1,30 (1,10) |
| 8 | 13,50 (0,40) | 1,45 (1,50) |
| $E_\alpha = 67,2$ MeV ${}^3\text{H}(\alpha, t\tau)n$ ${}^3\text{H} + \alpha \rightarrow n + {}^6\text{Li}^* \rightarrow t + \tau$ [8] | | |
| 9 | 21,30 (0,30) | 0,25 (0,30) |
| 10 | 21,90 (0,40) | 0,4 (0,2) |

У результаті кінематичноповного дослідження ${}^3\text{H}(\alpha, t\tau)n$ реакції з використанням пучка α -частинок прискорених до енергії 67,2 MeV ми вперше спостерігали два збуджених рівні ${}^6\text{Li}$ з енергіями збудження 21,30 та 21,90 MeV [14], існування яких передбачалось у кінці 1960-х років теоретичними розрахунками, виконаними Томсоном і Таном [15] у припущенні кластерної структури збуджених станів ядер ${}^6\text{Li}$ та ${}^6\text{He}$. Крім того, ці результати узгоджуються з аналізом на базі $t + \tau$ пружного розсіяння, наведеного в компіляційній роботі [16]. Часткове узгодження з експериментальним дослідженням ${}^7\text{Li}({}^3\text{He}, \alpha){}^6\text{Li}$ [17] реакції, оскільки недостатня прецизійність не дала змоги розділити два рівні ${}^6\text{Li}$ і тому автори [17] спостерігали їх як один широкий рівень з енергією збудження 22 MeV.



У таблиці наведено результати наших експериментальних досліджень, присвячених вивченню структури спектра збудження ядра ${}^6\text{Li}$, які були виконані шляхом використання кінематичноповних досліджень тричастинкових реакцій.

1. F. Ajzenberg-Selove Nucl. Phys. A 490 (1988) 1.
2. D.R. Tilley et al. Nucl. Phys. A 708 (2002) 3.
3. O.M. Povoroznyk. Nucl. Phys. At. Energy 2(20) (2007) 131.
4. O.K. Gorpinich, O.M. Povoroznyk. $\alpha + t$ three-body reactions and exciting levels of lightest nuclei. Nucl. Phys. At. Energy 1(19) (2007) 53.
5. O.M. Povoroznyk, O.K. Gorpinich, O.O. Jachmenjov. Determination energy parameters of unbound states of ${}^6\text{Li}$ to energy excitation 6 MeV. Ukr. J. Phys. 50(4) (2004) 327.
6. O.M. Povoroznyk, O.K. Gorpinich, O.O. Jachmenjov. Investigation of excited levels of ${}^6\text{Li}$ nucleus from the three-particle ${}^3\text{H}(\alpha, d\alpha)n$ reaction. Ukr. J. Phys. 49(1) (2004) 16.
7. D.C. Zheng et al. Phys. Rev. C 52 (1995) 2488.
8. P. Navratil, B.R. Barrett. Phys. Rev. C 54 (1996) 2986.
9. S.N. Ershov et al. Phys. Rev. C 56 (1997) 1483.
10. B.V. Danilin et al. Nucl. Phys. A 632 (1998) 383.
11. K. Kato et al. Nucl. Phys. A 588 (1995) 29; S. Aoyama et al. Prog. Theor. Phys. 94 (1995) 343.
12. T. Delbar, G. Gregoire, G. Paic. Phys. Rev. C 27 (1983) 1887.
13. B. Jenny et al. Nucl. Phys. A 397 (1983) 61.
14. O.M. Povoroznyk et al. J. Phys. Soc. Jpn. 80 (2011) 094204.
15. D.R. Thompson, Y.C. Tang. Phys. Rev. Lett. 19 (1967) 87.
16. F. Ajzenberg-Selove. Nucl. Phys. A 413 (1984) 1.
17. S. Nakayama et al. Phys. Rev. C 69 (2004) 041304.

БІБЛОГРАФІЧНА БАЗА ДАНИХ INIS: ПОШУК ІНФОРМАЦІЇ

А. К. Гримало, О. М. Куправа

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

У доповіді буде коротко представлено інформацію про Міжнародну систему ядерної інформації INIS (INIS – **I**nternational **N**uclear **I**nformation **S**ystem), а саме: що таке INIS, історія створення Українського центру INIS (УЦ INIS), основні завдання УЦ INIS. Найбільшу увагу буде приділено пошуку інформації в базі-сховищі INIS за допомогою пошукової системи (INIS Repository Search), детально, наприкладі, буде продемонстровано як саме знайти необхідну інформацію.

Система INIS містить одне з найбільших у світі зібрань публікацій з питань мирного використання ядерної науки і техніки. INIS є унікальним ресурсом, що дає змогу отримати доступ до такої інформації з усього світу.

Міжнародна система INIS була створена в 1970 році відповідно до мандату МАГАТЕ, що передбачає необхідність «сприяти обміну науковими і технічними відомостями про застосування атомної енергії в мирних цілях». На 2019 р. під керівництвом МАГАТЕ співпрацюють більш ніж 150 країн-учасників та міжнародних організацій.

Зв'язок між секретаріатом INIS (Unit Nuclear Information Department of Nuclear Energy IAEA, Vienna, Austria) з державами-членами здійснюється через місцевого співробітника по зв'язку (INIS Liaison Officer – INIS LO), якого призначає національна урядова організація. У даний час це Державна інспекція ядерного регулювання України. Співробітник по зв'язку відповідає за організацію збору інформації на території своєї країни, здійснює підготовку і введення інформації в БД INIS на національному рівні, забезпечує користувачів вихідною продукцією INIS. Протягом 45 років (1973 – 2018 рр.) представником Українського центру INIS в МАГАТЕ (INIS LO), була к.ф.-м.н., ст.н.сп. Писанко Жанна Іванівна, з 2018 р. до сьогодні – к.ф.-м.н., Гримало Анна Костянтинівна.

До основних завдань УЦ INIS відносяться:

- пошук наукових публікацій, опублікованих на території України та відбір по відповідних темах БД INIS;
- обробка наукових публікацій згідно із загальноприйнятими інструкціями секретаріату INIS;
- надсилання підготовленої інформації в секретаріат INIS, тобто участь в наповненні БД INIS бібліографічними даними;
- підготовка та надання в секретаріат INIS повних текстів важкодоступної літератури – матеріалів конференцій, монографій, препринтів;
- аналіз інформаційного масиву БД INIS за запитом користувачів як в системі установ НАН України, так і серед вчених з інших установ;
- навчання користувачів конкретному складанню запиту;
- представлення на конференціях доповідей (усних та/чи стендових) про можливості БД INIS

Вміщені в сховище (базу) ІНІС наукові матеріали охоплюють всі сфери діяльності МАГАТЕ, включаючи ядерну техніку і технологію, ядерну безпеку та радіаційний захист, ядерну фізику і фізику високих енергій, ядерну та радіаційну хімію, застосування ядерних технологій в науках про життя, правові аспекти, екологічні та економічні аспекти ядерних і неядерних джерел енергії.

Сховище ІНІС містить бібліографічні записи і повнотекстові документи, опубліковані через традиційні комерційні видавничі канали та через некомерційні джерела, включаючи науково-технічні звіти, матеріали конференцій, інформацію про патенти і дисертації.

Кожна країна-учасник надсилає до МАГАТЕ бібліографічні дані про наукову літературу, опубліковану в цих країнах, в зв'язку з цим в секретаріаті INIS накопичився величезний об'єм інформації, і тому, було створено систему пошуку наукової літератури (INIS Repository Search) в базі-сховищі INIS.

Переваги існування системи пошуку (INIS Repository Search):

- відкритий доступ до величезної колекції наукової літератури про мирне використання ядерної науки та техніки, опублікованої у всьому світі;

- інтуїтивний процес пошуку;
- легка навігація та збереження історії пошуку;
- наявність не лише стандартного, а й розширеного пошуку;
- багатомовний інтерфейс користувача;
- експорт результатів пошуку в різних форматах.

До міжнародної системи INIS вводиться інформація з таких українських науково-технічних журналів: Ядерна фізика та енергетика, Український фізичний журнал, Питання атомної науки і техніки, Ядерна та радіаційна безпека, Український радіологічний журнал, Проблеми безпеки атомних станцій та Чорнобиля, Вісник КДУ, Фізика низьких температур та інші. Також вводяться та надсилаються матеріали конференцій, таких як: Щорічна наукова конференція Інституту ядерних досліджень НАН України (м. Київ)), тези Міжнародного семінару по прискорювачам заряджених частинок (м. Харків) тощо.

За підсумками 2018 р. за кількістю введів серед 155 країн-членів ІНІС Україна зайняла 16 місце (було введено 500 робіт) [1]. За минулий рік до міжнародної системи ядерної інформації УЦ ІНІС було введено 790 робіт. Це безумовно свідчить про відповідальність та високу активність співробітників УЦ INIS, особливо враховуючи, що зараз у складі Українського центру INIS працює всього дві особи.

1. INIS Progress and Activity Report 2018. <https://nucleus.iaea.org/sites/INISMembers/Documents/INIS%20Progress%20and%20Activity%20Report%202018.pdf>

ВИЗНАЧЕННЯ ПОВНОГО НЕЙТРОННОГО ПЕРЕРІЗУ ^{52}Cr У ДІАПАЗОНІ ЕНЕРГІЇ НЕЙТРОНІВ 140 - 149 кеВ

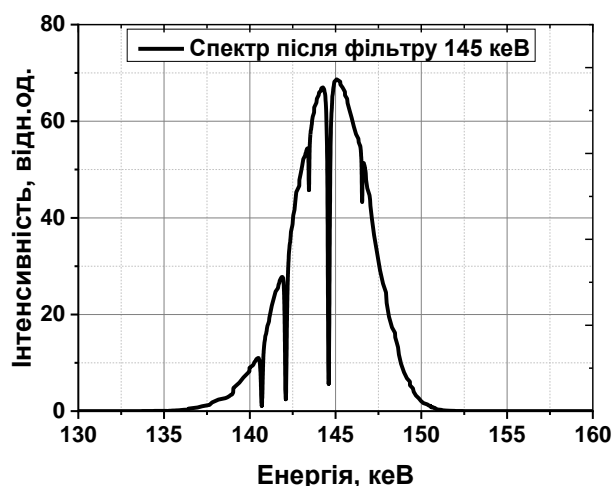
О. О. Грицай, А. К. Гримало, В. А. Пшеничний, В. М. Венедиктов, Я. В. Пшеничний

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

У доповіді буде представлено результати вимірювань повного нейтронного перерізу ^{52}Cr при середній енергії фільтрованих нейтронів 145 кеВ. Вимірювання проведено методом пропускання на 9-му горизонтальному експериментальному каналі (ГЕК-9) Київського дослідницького реактора ВВР-М. Для формування квазімоноенергетичної нейтронної лінії із середньою енергією 145 кеВ було використано композиційний фільтр, склад якого представлено в таблиці.

| Елемент | Si | Ti | ^{10}B |
|----------------------------|--------|-------|-----------------|
| Товщина, г/см ² | 184,07 | 11,49 | 0,2 |

Розрахунковий спектр фільтра, отриманий за допомогою програми Filter-7 [1], представлено на рисунку.



Розрахунковий спектр нейтронів після фільтра
з енергією 145 кеВ.

Розрахункова чистота фільтра становить 98,87 %. Внесок домішкової лінії 54 кеВ становить 1,13 %. Розрахункові середня енергія та ширина основної нейтронної лінії (на рівні 95 % відгуку):

$$144,86 \pm_{5,03}^{3,83} \text{ кеВ.}$$

Дана робота є продовженням циклу вимірювань з визначення неекранованого значення перерізу ^{52}Cr при енергії 145 кеВ. Експериментально проведено три незалежні серії вимірювань. У першій серії було використано два зразки ^{52}Cr товщиною 0,00583 ядер/б та 0,03532 ядер/б. У другій та третій серіях вимірювань використовувалось по три зразки з товщинами: 0,00383, 0,01732, 0,03532 ядер/б та 0,00383, 0,00583, 0,03024 ядер/б відповідно. Усі зразки було виготовлено з металевого порошку хрому, збагаченого по ізотопу ^{52}Cr до 99,30 %.

Експериментально визначені спостережувані повні нейтронні перерізи ^{52}Cr залежать від товщини зразків, що вказує на присутність резонансів у перерізі ^{52}Cr в енергетичному діапазоні 139,8 ÷ 148,7 кеВ (енергетичний діапазон фільтрованих нейтронів з середньою енергією 145 кеВ). Для визначення неекранованого повного нейтронного перерізу було проведено моделювання за допомогою програми MCNP 4c [2]. При моделюванні бралися ті ж параметри зразків, що використовувалися в експерименті. Для проведення екстраполяції перерізу до нульової товщини, додатково було прораховано перерізи для двох більш тонких зразків. Розрахунки проводились з використанням даних з двох бібліотек оцінених ядерних даних BROND-2 [3] та CENDL-3.1 [4], в яких спостерігається найбільша відмінність в повних нейтронних перерізах ^{52}Cr .

Отримане попереднє експериментальне значення неекранованого повного перерізу ^{52}Cr становить $8,37 \pm 0,35$ б.

1. O.O. Gritzay, M.M. Vakulenko. Development of the code for filter calculation. In: Proc. of the 4-th Intern. Conf. "Current Problems in Nucl. Phys. and At. Energy", Kyiv, Ukraine, Sept. 3 - 7, 2012 (Kyiv, 2013) p. 426.
2. J.F. Briesmeister (Ed.). MCNP – A General Monte Carlo N-particle Transport Code. Version 4C. Los Alamos National Laboratory, NM (USA). Report No. LA-13709–M (2000) 788 p.
3. A.I. Blokhin et al. New Version of Neutron Evaluated Data Library Brond-3.1. Problems of Atomic Science and Technology. Ser.: Nuclear and Reactor Constants 2 (2016) 2.
4. Z. Ge et al. The Updated Version of Chinese Evaluated Nuclear Data Library (CENDL-3.1). Journal of the Korean Physical Society 59 (2011).

СЬОГОДЕННЯ УКРАЇНСЬКОГО ЦЕНТРУ ЯДЕРНИХ ДАНИХ: ЗАДАЧІ ТА МОЖЛИВОСТІ

О. О. Грицай, О. І. Кальченко

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Активну діяльність для організації Українського центру ядерних даних (УкрЦЯД/UkrNDC) було розпочато у 1991 р. і у 1996 р. УкрЦЯД було створено як науковий сектор в Інституті ядерних досліджень НАН України. Починаючи з 1998 р. УкрЦЯД входить до мережі Центрив ядерних даних, що працюють під егідою МАГАТЕ. На сьогодні у світі існує 13 центрив ядерних даних, напрямки діяльності яких дещо різняться за обсягом та змістом – залежно від статусу центру (регіональний чи національний) та для національних центрив – залежно від фінансової підтримки національними урядами. Але, незалежно від відмінностей, головними задачами для всіх центрив є: 1) збір експериментально отриманих даних, представлення їх у загальновідомому форматі EXFOR та передача до Міжнародної бібліотеки експериментальних ядерних даних CSISRS/EXFOR; 2) розповсюдження ядерно-фізичної інформації, що створена зусиллями всієї наукової спільноти, та інформаційно-наукова підтримка регіональних (для регіональних центрив) чи національних (для національних центрив) користувачив ядерних даних [1].

На сьогодні найбільш оптимальним шляхом для вирішення другої задачі є створення електронного ресурсу, доступного для кожного користувача ядерних даних. Саме з цією метою було створено та постійно підтримується сайт УкрЦЯД http://ukrndc.kinr.kiev.ua/!!site_ukrndc/index_ukr.html, головна сторінка якого для україномовної версії сайту представлена на рис. 1 (україномовна та англomовна версії сайту ідентичні за змістом).

Український Центр Ядерних Даних (УКРЦЯД) було засновано у 1996 році як підрозділ Відділу нейтронної фізики в Інституті ядерних досліджень Національної Академії Наук України, м. Київ, Україна. Починаючи з 1998 року УКРЦЯД входить до мережі Центрив ядерних даних, що працюють під егідою МАГАТЕ.

Головні напрямки діяльності УКРЦЯД

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

| | |
|--|---|
| Місцезнаходження | Як потрапити до нашого Інституту та Центру |
| Бази даних | Деякі вибрані бібліотеки експериментальних та оцінених ядерних даних |
| Програми | Комп'ютерні програми для роботи з ядерними даними |
| Новини та повідомлення | Інформація про поточні наради, семінари, конференції та інформаційні бюлетні основних Центрив |
| Публікації | Поточні публікації та доповіді, підготовлені в нашому Центрі та ВНФ |
| Інші сайти | Адреси основних Центрив та інші корисні адреси |

Контактна адреса:
Грицай Олена Олександрівна
Український центр ядерних даних, Інститут ядерних досліджень НАН України
Проспект Науки, 47, Київ, Україна, 03680. Тел.: 380 44 525 3987 Факс: 380 44 525 4463

Рис. 1. Головна сторінка україномовної версії сайту УкрЦЯД.

У доповіді буде надано коротку інформацію про результати діяльності Українського центру ядерних даних за поточний рік за кожним з напрямків його діяльності, вміст та структуру сайту УкрЦЯД, більш детально зупинившись на розділі «Бази даних» (рис. 2).

БАЗИ ДАНИХ

| | | | | | |
|--------------------------------|-------------------|-------|-------|---------------------------|-------|
| Довідничок з властивостей ядер | ENDF/В бібліотеки | EXFOR | ENSDF | Спеціалізовані бібліотеки | CINDA |
|--------------------------------|-------------------|-------|-------|---------------------------|-------|

Довідничок з властивостей ядер (Nuclear Wallet Cards) (восьме видання, 2011) в [PDF](#) форматі, в [html](#) форматі (сайт НЦЯД, США)
 В цьому довіднику представлено вибрані властивості всіх відомих нуклідів та ізомерних станів.

ENDF/В бібліотеки та посібник з ENDF формату
 Найновіші версії файлів оцінених ядерних даних (В типу) з підбібліотек нейтронів (підбібліотека під №10), а також посібник з ENDF формату для файлів 1, 2 та 3.

| | | | | | |
|--------------------------|-------------------------|--------------------------|----------------------------|-------------------------|----------|
| ENDF/B-VII.1 (США, 2011) | JEFF-3.2 (Європа, 2014) | JENDL-4.0 (Японія, 2012) | ROSFOND-2010 (Росія, 2010) | CENDL-3.1 (Китай, 2009) | ПОСІБНИК |
|--------------------------|-------------------------|--------------------------|----------------------------|-------------------------|----------|

CSISRS/EXFOR (сайт Секції Ядерних Даних, МАГАТЕ, Відень, Австрія)
 Експериментальні дані з ядерних реакцій містять дані про взаємодію ядер з налітаючими нейтронами, зарядженими частинками та фотонами.
 Посібники з [EXFOR](#) та [LEXFOR](#).

ENSDF (сайт Національного Центру Ядерних Даних, Бруксейвен, США)
 База даних ENSDF містить оцінену інформацію зі структури ядра та ядерного розпаду для більш як 2900 нуклідів.

Рис. 2. Частина сторінки «Бази даних» україномовної версії сайту УкрЦЯД.

У доповіді також буде надано короткі відомості про правила запису інформації в міжнародній бібліотеці експериментальних ядерних даних CSISRS/EXFOR та можливості системи пошуку [2], а також сформульовано сучасні вимоги до представлення ядерно-фізичної інформації авторами наукових публікацій, що сприятиме оперативному введенню експериментальних даних в міжнародну базу.

1. N. Otuka et al. Towards a More Complete and Accurate Experimental Nuclear Reaction Data Library (EXFOR): International Collaboration Between Nuclear Reaction Data Centres (NRDC). Nucl. Data Sheets 120 (2014) 272.
2. V. Zerkin, B. Pritychenko. The experimental nuclear reaction data (EXFOR): Extended computer database and Web retrieval system, Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A 888 (2018) 31.

ПОДВІЙНИЙ БЕТА-РОЗПАД АТОМНИХ ЯДЕР: НОВІ РЕЗУЛЬТАТИ І ПЕРСПЕКТИВИ

Ф. А. Даневич

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Подвійний бета (2β) розпад атомних ядер відіграє ключову роль у дослідженнях нейтрино та слабкої взаємодії, пошуках ефектів за рамками Стандартної Моделі елементарних частинок і взаємодій (СМ). Це пов'язано з тим, що на відміну від дозволеної в рамках СМ двонейтринної моди розпаду ($2\nu 2\beta$), безнейтринний подвійний бета-розпад ($0\nu 2\beta$) порушує закон збереження лептонного числа, а отже заборонений у СМ. Теоретично найбільш привабливим механізмом $0\nu 2\beta$ -розпаду є процес завдяки обміну легкими нейтрино Майорани. Тобто, нейтрино має бути масивною частинкою, тотожною своїй античастинці, що також є ефектом за рамками СМ, де нейтрино є безмасовою частинкою Дірака (нейтрино і антинейтрино відрізняються). Поряд з тим, численні спостереження явища нейтринних осциляцій однозначно свідчать про наявність у нейтрино маси, хоча величини масових станів нейтрино залишаються невідомими. Слід відмітити, що в рамках численних сучасних моделей, розширень СМ, запропоновано багато інших механізмів $0\nu 2\beta$ -розпаду, зокрема і таких, які не залежать від властивостей нейтрино (див. огляди [1 - 3] і посилання в них).

Через надзвичайно малу вірогідність, за більше як 70 років експериментальних пошуків, $2\nu 2\beta$ -розпад спостережено лише у 11-ти ядер з періодами напіврозпаду $T_{1/2} \sim 10^{18} - 10^{24}$ р [4], і лише у 2019 р. зареєстровано двонейтринне електронне поглинання у ядрі ^{124}Xe з $T_{1/2} = (2,2 \pm 0,5) \cdot 10^{21}$ р [5]. У той же час, не дивлячись на значні зусилля, $0\nu 2\beta$ -розпад усе ще не спостерігався. Найбільш чутливі експерименти лише обмежують вірогідність процесу у ядрах ^{76}Ge , ^{82}Se , ^{100}Mo , ^{130}Te , ^{136}Xe на рівні $\text{lim } T_{1/2} \sim 10^{24} - 10^{26}$ р (див., наприклад, роботу [6] і посилання в ній), звідки слідує обмеження на ефективну масу нейтрино Майорани $\text{lim } \langle m_\nu \rangle \sim 0,1 - 0,7$ еВ. Цей діапазон обмежень, який проте майже відкидає припущення про вироджену схему масових станів нейтрино, пов'язаний з розкидом значень ядерних матричних елементів $0\nu 2\beta$ -розпаду, які можуть відрізнятися для одного ядра у кілька разів в залежності від методу розрахунку в рамках різних ядерних моделей [1, 7].

Задачею експериментів наступного покоління є пошук $0\nu 2\beta$ -розпаду з чутливістю до маси нейтрино на рівні $\langle m_\nu \rangle \sim 0,02 - 0,05$ еВ, що відповідає інвертованій схемі масових станів нейтрино. Це означає, що навіть для ядер з найбільшими теоретично оціненими вірогідностями розпаду, експериментальна чутливість має сягати $T_{1/2} \sim 10^{26} - 10^{28}$ р. У зв'язку з уже згаданою проблемою розрахунків ядерних матричних елементів, важко виділити одне ядро, яке було б оптимальним об'єктом дослідження, а отже необхідно досліджувати різні ядра [6]. Тому зараз розробляються або споруджуються кілька установок з проектною чутливістю на рівні $T_{1/2} \sim 10^{26} - 10^{28}$ р. Загальною вимогою до експериментів, щоб вони могли перевірити інвертовану схему масових станів нейтрино, є велика маса досліджуваного ізотопу (сотні кг), якомога нижчий рівень фону (в ідеальному випадку, нульовий впродовж 5 - 10 років вимірювань), висока ефективність реєстрації (бажано 100 %) та якомога вища часова та енергетична роздільна здатність детектора.

Усім цим вимогам задовольняють низькотемпературні сцинтиляційні болометричні детектори [8]. Наразі є два великомасштабних проекти таких експериментів. Проект CUPID (CUORE Upgrade with Particle ID) [9 - 11] для пошуку $0\nu 2\beta$ -розпаду ядра ^{100}Mo запропоновано здійснити в існуючій (і нині працюючій з метою пошуку $0\nu 2\beta$ -розпаду ядра ^{130}Te) установці CUORE у підземній лабораторії Гран-Сассо в Італії. Зараз ведуться науково-дослідні роботи в рамках проектів CUPID-0 [12], CROSS [13] та CUPID-Mo [14], основною задачею яких є демонстрація можливостей зниження фону болометричного детектора до рівня $\sim 10^{-4}$ відліків/(рік·кеВ·кг), необхідного для успішної реалізації проекту. При цьому в експерименті CUPID-0 вже отримано найбільш жорстке обмеження на $0\nu 2\beta$ -розпад ядра ^{82}Se : $T_{1/2}^{0\nu 2\beta} \geq 3,5 \cdot 10^{24}$ р [12] та з найвищою точністю виміряно двонейтринний 2β -розпад ядра ^{82}Se : $T_{1/2}^{2\nu 2\beta} = [8,60 \pm 0,03(\text{стат})^{+0,19}_{-0,13}(\text{сист})] \cdot 10^{19}$ р. [15] (це найвища точність значення періоду напіврозпаду серед усіх вимірних $2\nu 2\beta$ -розпадів). У рамках експерименту CUPID-Mo також отримано цікавий фізичний результат: з найвищою точністю виміряно період напіврозпаду ядра ^{100}Mo відносно $2\nu 2\beta$ -розпаду: $T_{1/2}^{2\nu 2\beta} = [7,12^{+0,18}_{-0,14}(\text{стат}) \pm 0,1(\text{сист})] \cdot 10^{18}$ р. [16]. Ці результати демонструють переваги і високий потенціал болометричних експериментів. Ще один експеримент, AMoRE (Advanced Mo based Rare process Experiment) [17], також націлений на пошук $0\nu 2\beta$ -розпаду ^{100}Mo , має бути реалізований у новій підземній лабораторії Ємілаб у Кореї (лабораторія споруджується і має розпочати

роботу у серпні 2020 р.). Перший етап експерименту, АМоRE-Pilot із шістьма детекторами молібдату кальцію (виготовленими із збагаченого ізотопу ^{100}Mo) загальною масою ≈ 2 кг було завершено у 2019 р. [18], зараз готується наступний етап АМоRE-I з 18-ма збагаченими детекторами молібдату кальцію і літію загальною масою ≈ 6 кг. У кінці 2021 р. планується розпочати повномасштабний експеримент АМоRE-II з близько 200 кг детекторів молібдатів (остаточний вибір матеріалу детекторів має бути зроблений на основі результатів роботи установки АМоRE-I). Чутливість обох проектів, CUPID і АМоRE-II, очікується достатньо високою, щоб перевірити інвертовану схему масових станів нейтрино. Більше того, метод низькотемпературних сцинтиляційних болOMETричних детекторів дає змогу масштабувати експеримент збільшуючи масу детекторів до кількох тон, що дасть змогу розпочати перевірку нормальної схеми масових станів нейтрино, що відповідає ефективній масі нейтрино $\langle m_\nu \rangle < 0,01$ еВ.

Подяка. Ця публікація була підготовлена завдяки проекту «Властивості нейтрино і слабкої взаємодії у подвійному бета-розпаді ядра ^{100}Mo » (№ М/21-2019), що виконується в рамках спільних українсько-корейських науково-дослідних проектів Міністерства освіти і науки України.

1. J. D. Vergados, H. Ejiri, F. Šimkovic. Neutrinoless double beta decay and neutrino mass. *Int. J. Mod. Phys. E* 25 (2016) 1630007.
2. S. Dell’Oro et al. Neutrinoless Double Beta Decay: 2015 Review. *AHEP* 2016 (2016) 2162659.
3. M.J. Dolinski, A.W.P. Poon, W. Rodejohann. Neutrinoless Double-Beta Decay: Status and Prospects. *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* 69 (2019) 219.
4. A.S. Barabash. Average and recommended half-life values for two-neutrino double beta decay: upgrade-2019. *AIP Conf. Proc.* 2165 (2019) 020002.
5. XENON Collaboration. Observation of two-neutrino double electron capture in ^{124}Xe with XENON1T. *Nature* 568 (2019) 532.
6. A. Giuliani, F.A. Danevich, V.I. Tretyak. A multi-isotope $0\nu\beta\beta$ bolometric experiment. *Eur. Phys. J. C* 78 (2018) 272.
7. J. Engel, J. Menéndez. Status and future of nuclear matrix elements for neutrinoless double-beta decay: a review. *Rep. Prog. Phys.* 80 (2017) 046301.
8. D. Poda, A. Giuliani. Low background techniques in bolometers for double-beta decay search. *Int. J. Modern Phys. A* 32 (2017) 1743012.
9. G. Wang et al. CUPID: CUORE (Cryogenic Underground Observatory for Rare Events) Upgrade with Particle Identification. [arXiv:1504.03599v1](https://arxiv.org/abs/1504.03599v1) [physics.ins-det].
10. G. Wang et al. R&D towards CUPID (CUORE Upgrade with Particle IDentification). [arXiv:1504.03612v1](https://arxiv.org/abs/1504.03612v1) [physics.ins-det].
11. CUPID Interest Group. CUPID pre-CDR. [arXiv:1907.09376v1](https://arxiv.org/abs/1907.09376v1) [physics.ins-det].
12. O. Azzolini et al. First Result on the Neutrinoless Double- β Decay of ^{82}Se with CUPID-0. *Phys. Rev. Lett.* 120 (2018) 232502.
13. I.C. Bandac et al. The $0\nu 2\beta$ -decay CROSS experiment: preliminary results and prospects. *JHEP* 01 (2020) 18.
14. E. Armengaud et al. The CUPID-Mo experiment for neutrinoless double-beta decay: performance and prospects, *Eur. Phys. J. C* 80 (2020) 44.
15. O. Azzolini et al., Evidence of Single State Dominance in the Two-Neutrino Double- β Decay of ^{82}Se with CUPID-0. *Phys. Rev. Lett.* 123 (2018) 262501.
16. E. Armengaud et al. Precise measurement of $2\nu 2\beta$ decay of ^{100}Mo with the CUPID-Mo detection technology. *Eur. Phys. J. C* 80 (2020) 674.
17. V. Alenkov et al. Technical Design Report for the АМоRE $0\nu 2\beta$ Decay Search Experiment. [arXiv:1512.05957v1](https://arxiv.org/abs/1512.05957v1) [physics.ins-det].
18. V. Alenkov et al. First results from the АМоRE-Pilot neutrinoless double beta decay experiment. *Eur. Phys. J. C* 79 (2019) 791.

МОДЕРНІЗАЦІЯ МЕХАНІЗМУ ПЕРЕМІЩЕННЯ МІШЕНЕЙ РЕАКЦІЙНОЇ КАМЕРИ

М. І. Доронін, А. П. Войтер, Ю. Я. Карлишев, О. М. Ковальов

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

У проведених експериментах на циклотроні У-120 реєстрація продуктів реакцій здійснювалась за допомогою детекторів, установлених на двох рухомих платформах у реакційній камері "Д". Завдяки великому розміру (діаметр 1600 мм, висота 800 мм), наявності вузла мішеней та чотирьох платформ, що незалежно обертаються навколо мішені, камера "Д" може використовуватись у багатьох ядерно-фізичних експериментах, у тому числі й кореляційних. Досить великий діаметр камери "Д" дає змогу також застосувати метод часу прольоту для визначення маси частинок.

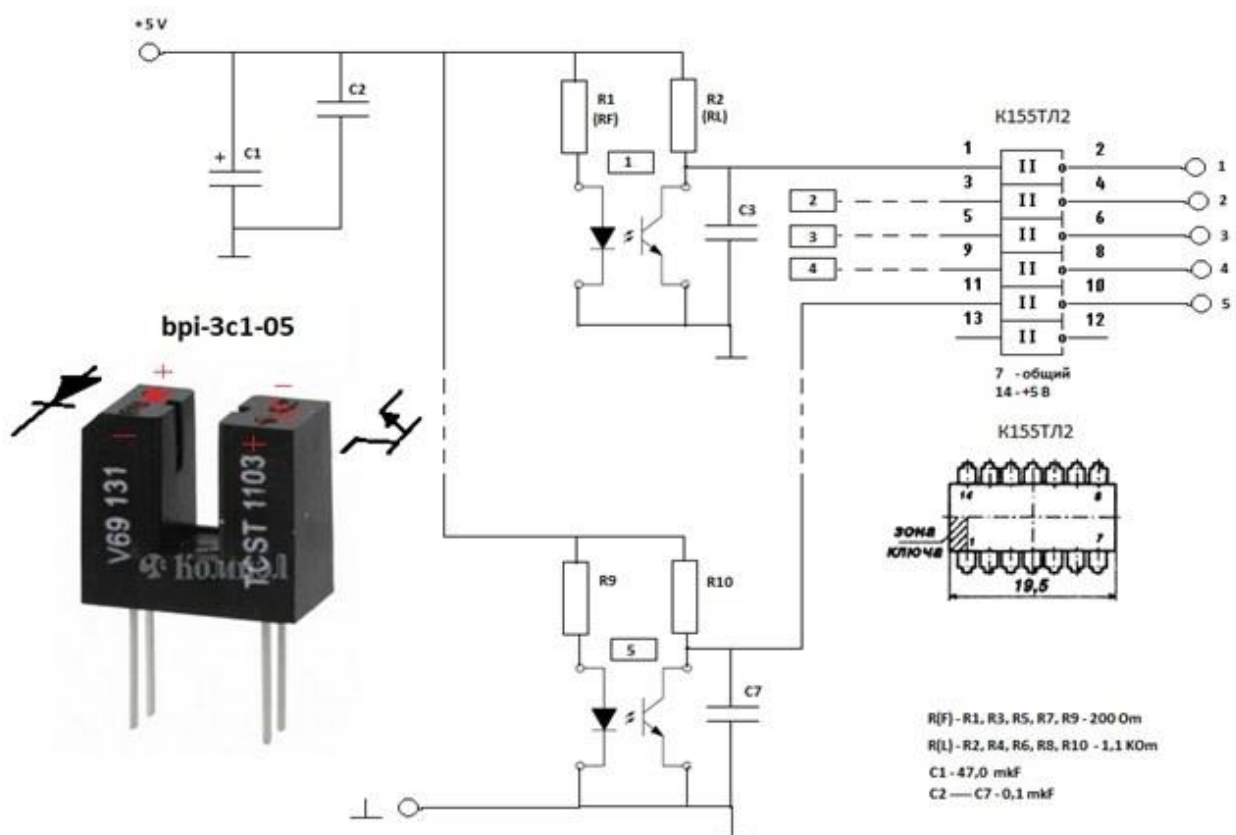
Конструкція механізму переміщення мішеней в камері "Д" не відповідає сьгоднішнім вимогам за точністю установки мішеней, яка визначається точністю і стабільністю як самого двигуна конструкції, так і механічних датчиків положення мішеней.

Метою цієї роботи є модернізація механізму переміщення мішеней шляхом заміни механічних датчиків положення мішені на оптоелектронні, та заміни крокового двигуна на більш точний.

Технічні вимоги до модернізації:

- точність установки мішеней ± 0.5 мм.
- електричний потенціал сигналу положення мішеней повинен відповідати рівню ТТЛ;
- індикація «мішень на позиції» має відповідати логічному рівню «1», в позитивній логіці.

Розроблена схема датчика положення мішеней на основі оптоелектронних сенсорів, виготовлена та змонтована друкована плата. Формат плати з встановленими на ній оптоелектронними датчиками повністю повторює геометрію встановлених раніше механічних датчиків положення мішеней. Електричну схему плати наведено на рис. 1.



Розроблено та виготовлено механічний вузол який дає змогу з мінімальними змінами конструкції мішеневого приводу встановити новий кроковий двигун JK42HS40-1704-13A (рис. 2). Подібні двигуни використовується в 3D принтерах і невеликих верстатах з числовим програмним управлінням.



Рис. 2. Кроковий двигун.



Рис. 3. Модернізований механізм переміщення мішеней.

Основні характеристики крокового двигуна:

- модель JK42HS40-1704-13A (HS4401);
- кут повороту за один крок 1,8°;
- діаметр вала 5 мм;
- довжина вала 24 мм;
- довжина мотора 40 мм;
- струм на обмотку 1,7 А;
- напруга 5–24 В;
- опір обмотки 1,5 Ом;
- крутний момент утримання 4,2 кг/см;
- кількість контактів на роз'ємі 4;
- маса 280 г.

Установка нового двигуна спричинила зміну в програмі мікроконтролера управління переміщеннями мішеней.

Алгоритм пошуку обраної мішені такий:

- якщо поточний стан мішені відомо, то здійснюємо переміщення до обраної мішені. Рухаємося в необхідному напрямку до спрацьовування датчика її положення;
- якщо поточний стан мішені не відомо, то починаємо рух до спрацьовування будь-якого датчика, визначаємо номер датчика, далі рухаємося в потрібному напрямку до спрацьовування датчика обраної мішені.
- відстань руху з випадкового положення обмежена відстанню між датчиками плюс 20 кроків двигуна. Якщо умова не виконується то змінюємо напрямок руху і рухаємося до спрацьовування будь-якого датчика. Визначаємо номер датчика, далі за алгоритмом.
- відстань «зворотного руху» з випадкового положення обмежена двома відстанями між датчиками. У разі його перевищення пристрій зупиняється, а на пульт оператора надходить повідомлення про аварію.

Конструкцію модернізованого механізму переміщення мішеней показано на рис. 3.

ДОСЛІДЖЕННЯ ^{178m}Ta ТА ^{180m}Hf У ФОТОЯДЕРНИХ РЕАКЦІЯХ

В. О. Желтоножський, А. М. Саврасов, Є. П. Ровенських

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Вивчення перерізів та виходів заселення високоспінових ізомерних станів дає змогу отримати різноманітну інформацію як про структуру збуджених рівнів в неперервній та дискретній областях збудження, так і про механізми протікання ядерних реакцій. Одними з таких ізомерів є ^{178m}Ta та ^{180m}Hf і тому метою нашої роботи являється дослідження виходів напрацювання ^{178m}Ta та ^{180m}Hf в реакціях з гальмівними гамма-квантами для величини енергії, в області енергії гігантського дипольного резонансу. До того ж ізомерні стани даних ядер мають різну природу та зручні для вимірювання близькі за часом періоди напіврозпаду. ^{180m}Hf є К-ізомером, має $I^\pi = 8^-$ з періодом напіврозпаду ($T_{1/2} = 5,5$ год), а ^{178m}Ta є звичайним одночастинковим ізомером з періодом напіврозпаду ($T_{1/2} = 2,36$ год) та $I^\pi = 7^-$.

Серед ядерних реакцій низькоенергетичні фотоядерні реакції займають особливе місце, оскільки в ядро вноситься строго визначений кутовий момент ($1\hbar$). Також в цих реакціях взаємодія γ -квантів з ядром відбувається за рахунок добре вивченої електромагнітної взаємодії.

Вимірювання середньозважених виходів проводилось методом наведеної активності на гальмівному γ -пучку для електронів з величиною енергії 20 МеВ на мішенях природного ізотопного складу танталу. Було проведено декілька серій опроміненнь та вимірювань. Тривалість опромінення зразків становила близько 1 год. 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 γ -лініях ^{60}Co та ефективністю реєстрації 15 - 40 % порівняно з NaI(Tl)-детектором розмірами 3'' \times 3''. У спектрах надійно виділені γ -переходи з розпаду ^{178m}Ta та ^{180m}Hf . Зокрема на рис. 1 показано γ -кванти з величиною енергії 426,4 кеВ, що супроводжують розпад ^{178m}Ta .

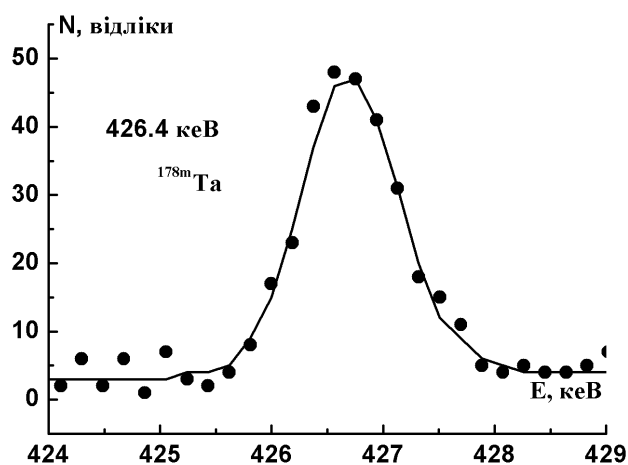


Рис. 1. Фрагмент γ -спектра активованого танталу.

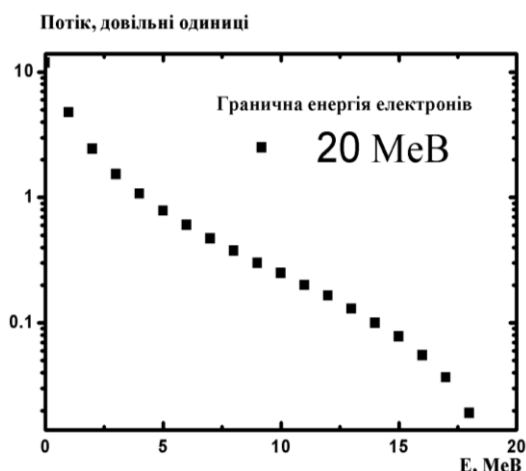


Рис. 2. Модельований гальмівний спектр.

Модельування гальмівного спектра проводилось в рамках програмного коду Geant4 [1]. Враховувалась реальна геометрія гальмівної та експериментальних мішеней (рис. 2). З метою визначення інтегрального потоку гальмівних γ -квантів в якості монітора застосовувалась ядерна реакція $^{181}\text{Ta}(\gamma, n)^{180g}\text{Ta}$. Ця реакція добре вивчена в досліджуваному діапазоні величини енергії для монохроматичних γ -квантів. У γ -спектрах з гарною статистичною точністю спостерігаються піки, які відповідають розпаду ^{180g}Ta . Перед визначенням потоку необхідно визначити середньозважений вихід для реакції на моніторі. Він визначався за допомогою згортки реального гальмівного γ -спектра з експериментальними величинами перерізів реакції $^{181}\text{Ta}(\gamma, n)^{180g}\text{Ta}$ для монохроматичних γ -квантів. Використовуючи стандартні формули активаційного аналізу та середньозважений вихід реакції $^{181}\text{Ta}(\gamma, n)^{180g}\text{Ta}$ були розраховані чисельні величини інтегрального потоку гальмівних γ -квантів та середньозважені виходи для реакцій $^{180}\text{Ta}(\gamma, 2n)^{178m}\text{Ta}$ та $^{181}\text{Ta}(\gamma, p)^{180m}\text{Hf}$, які наведено в таблиці. Нами вперше виміряні середньозважені виходи заселення як ^{178m}Ta в $(\gamma, 2n)$ -реакції на ^{180}Ta , так і ^{180m}Hf в

(γ , p)-реакції на танталі при граничному значенні енергії гальмівних γ -квантів 20 МеВ. Теоретичний розрахунок середньозважених виходів проводився за допомогою відкритих програмних кодів TALYS-1.9 [2] та EMPIRE-3.2 [3]. В них у випадку використання γ -квантів у вхідному каналі закладені статистичний та передрівноважний механізми протікання ядерних реакцій. Використовувались параметри, які задані за умовчанням в даних кодах. Теоретичні величини середньозважених виходів було отримано шляхом згортки гальмівного γ -спектра з теоретичними значеннями перерізів досліджуваних реакцій для монохроматичних γ -квантів з кроком 1 МеВ. Отримані величини наведено в таблиці.

Експериментальні та теоретичні середньозважені виходи (γ , p) та (γ , 2n)-реакцій

| Реакція | $E_{\text{гр}}$, МеВ | $\langle Y \rangle$, експ, мкб | $\langle Y \rangle$, TALYS-1.9, мкб | $\langle Y \rangle$, EMPIRE-3.2, мкб |
|--|-----------------------|---------------------------------|--------------------------------------|---------------------------------------|
| $^{181}\text{Ta}(\gamma, p)^{180\text{m}}\text{Hf}$ | 20 | 60(4) | 0,18 | 1 |
| $^{180}\text{Ta}(\gamma, 2n)^{178\text{m}}\text{Ta}$ | 20 | $4,85(5) \cdot 10^4$ | $3,8(5) \cdot 10^4$ | – |

Слід зазначити, що вміст ^{180}Ta в природній суміші становить лише 0,012 % і це єдине ядро в природі, яке існує в ізомерному стані. Більш імовірна реакція $^{181}\text{Ta}(\gamma, 3n)^{178\text{m}}\text{Ta}$ неможлива при $E_{\text{гр}} = 20$ МеВ, внаслідок вищого енергетичного порогу даної реакції. Реакція $^{180}\text{Ta}(\gamma, 2n)^{178\text{m}}\text{Ta}$ виділяється також тим, що і ядро-мішень і ядро продукт мають високі спіни – 9 та 7 відповідно.

Як видно з таблиці, досягається непогане узгодження теорії та експерименту для (γ , 2n)-реакції для TALYS-1.9. У даному випадку домінує статистичний механізм. У той же час при моделюванні в кодї EMPIRE-3.2 $^{178\text{m}}\text{Ta}$ взагалі не заселяється, оскільки використовується в розрахунках нижча кількість дискретних збуджених рівнів. Для (γ , p)-реакції теоретичні середньозважені виходи значно нижчі за експериментальні для обох кодів, що може свідчити про домінування нестатистичних механізмів для даної реакції.

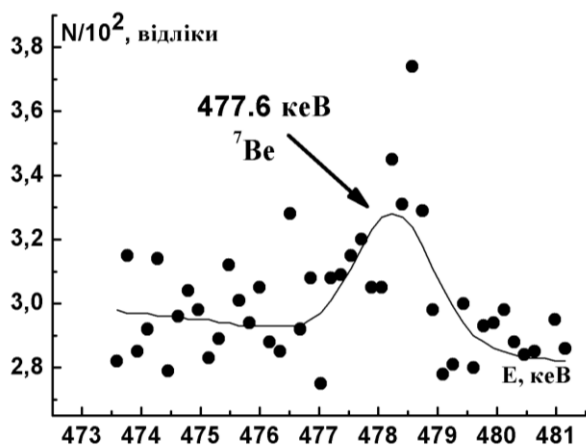
1. S. Agstinielli et al. GEANT4-a simulation toolkit. Nucl. Instrum. Methods. Phys. Res A 506 (2003) 250.
2. A.J. Koning, S. Hilaire, M.C. Duijvestijn. In: Proc. of the Intern. Conf. on Nucl. Data for Science and Techn. 1154 (2005).
3. M. Herman et al. Nucl. Data Sheets 108 2655 (2007).

ДОСЛІДЖЕННЯ (γ, t) -РЕАКЦІЇ НА ^{10}B

В. О. Желтоножський, А. М. Саврасов, Д. Є. Мизніков, В. І. Слісенко, Л. В. Садовніков

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Дослідження фотоядерних реакціях найбільш повно проведено для (γ, n) - та (γ, γ') -каналів. Реакції з вильотом заряджених частинок зокрема і на легких ядрах вивчені значно гірше. Основною причиною цього являються значно нижчі перерізи даних каналів порівняно з (γ, n) -реакцією внаслідок кулонівського бар'єра. У той же час вивчення реакцій з вильотом заряджених частинок представляє значний інтерес з причини їхньої суттєвої відмінності від (γ, n) -реакції. Ця відмінність пов'язана зі збудженням інших станів, часто недоступних для (γ, n) -каналу. Крім того, саме для фотоядерних реакцій з вильотом заряджених частинок очікується значний внесок прямих та напівпрямих процесів. Це має місце внаслідок того, що час формування кулонівського бар'єра становить 10^{-18} – 10^{-20} с, а час протікання прямих реакцій 10^{-21} с. Внаслідок цього вплив кулонівського бар'єра значно ослабляється для прямих та напівпрямих процесів. Раніше ми проводили дослідження реакцій на ^{nat}B [1] для гальмівних γ -квантів з $E_{\text{гр}} = 55$ МеВ. При даній величині енергії неможливо відділити (γ, t) -канал від інших. Зокрема при $E_{\text{гр}} = 55$ МеВ до заселення ^7Be можуть привести також $(\gamma, p2n)$ -, (γ, dn) -реакції на ^{10}B та $(\gamma, p3n)$ -, $(\gamma, d2n)$ -, (γ, tn) -реакції на ^{11}B , якого в природній суміші 80,1 %. Дані дослідження викликають також і значний прикладний інтерес, оскільки експериментальна інформація про виходи на нуклідах, які приводять до утворення ^7Be необхідна при активаційному аналізі домішок ^9Be та ^{10}B в конструкційних матеріалах АЕС. Тому метою нашої роботи є отримання виходу реакції $^{10}\text{B}(\gamma, t)^7\text{Be}$ при $E_{\text{гр}} = 20$ МеВ.



Фрагмент γ -спектра активованого бору.

певні проміжки часу. Тобто, ^7Be було ідентифіковано і за енергією і за періодом напіврозпаду. Ефективність реєстрації γ -квантів розпаду була визначена за допомогою стандартних калібрувальних джерел $^{152,154}\text{Eu}$ та ^{133}Ba . В спектрах надійно виділений γ -перехід з енергією 477,6 кеВ, який супроводжує розпад ^7Be (див. рисунок).

Моделювання гальмівного спектра проводилось в рамках програмного коду Geant4 [2]. Враховувалась реальна геометрія гальмівної та експериментальних мішеней.

Для того, щоб визначити середньозважений вихід досліджуваної реакції необхідно визначити інтегральний потік. Для цього використовується фотоядерна реакція на моніторі, для якої добре відомі перерізи для монохроматичних γ -квантів в необхідному діапазоні величин енергії гальмівних γ -квантів. В якості монітора застосовувалась ядерна реакція $^{181}\text{Ta}(\gamma, n)^{180g}\text{Ta}$, яка задовольняє вищезгаданим вимогам. В γ -спектрах з гарною статистичною точністю спостерігаються піки, які відповідають розпаду ^{180g}Ta . Перед визначенням потоку необхідно визначити середньозважений вихід для $^{181}\text{Ta}(\gamma, n)^{180g}\text{Ta}$ реакції. Він визначається за допомогою згортки реального гальмівного γ -спектра з експериментальними величинами перерізів реакції $^{181}\text{Ta}(\gamma, n)^{180g}\text{Ta}$ для монохроматичних γ -квантів за такою формулою:

$$\langle Y^{\text{mon}} \rangle = \frac{\sum_{i=1}^N \sigma_i \varphi_i}{\sum_{i=1}^N \varphi} \quad (1)$$

де σ_i – табличні значення перерізів реакції $^{181}\text{Ta}(\gamma, n)^{180}\text{Ta}$ для монохроматичних γ -квантів; ϕ_i – абсолютні величини потоку, модельованого в Geant4 [2] спектра гальмівних γ -квантів. У цьому коді також розраховувалося самопоглинання в мішенях для γ -квантів з енергією 103,4 та 477,6 кеВ, які супроводжують розпад $^{180\text{g}}\text{Ta}$ та ^7Be відповідно. Крок сумування становив 1 МеВ, з початковою точкою, яка відповідає енергетичному порогу реакції на моніторі.

Після цього використовуючи стандартні формули активаційного аналізу був визначений інтегральний потік гальмівних γ -квантів та розраховано чисельне значення величини середньозваженого виходу для реакції $^{10}\text{B}(\gamma, t)^7\text{Be}$, яке склало $\langle Y \rangle = 7(2)$ мкбн. Нами вперше виміряно середньозважений вихід заселення цієї реакції при граничному значенні енергії гальмівних γ -квантів 20 МеВ.

З метою оцінки механізму протікання реакції нами проводився теоретичний розрахунок середньозважених виходів за допомогою відкритих програмних кодів TALYS-1.9 [3] та EMPIRE 3.2 [4]. В обох пакетах закладено декілька механізмів протікання ядерних реакцій. У випадку використання γ -квантів у вхідному каналі домінують статистичний та передрівноважний механізми. Статистичний механізм базується на теорії Хаузера - Фешбаха. Збудження компаунд-ядра в цій моделі знімається шляхом випаровування нейтрона з наступним каскадом гамма-квантів, що заселяють чи основний чи ізомерний стани залишкового ядра. Передрівноважний механізм базується на ексітонній моделі [5]. Використовувались параметри, які задані за умовчанням в даних кодах. Зокрема для опису густини рівнів в неперервній області енергії збудження в обох кодах була використана модель постійної температури і Фермі-газу. Коефіцієнти трансмісії були розраховані на основі сферичної оптичної моделі за допомогою комп'ютерного коду ECIS06 [6]. Теоретичні величини середньозважених виходів розраховувалися за формулою (1), в яку підставлялися модельовані перерізи для монохроматичних γ -квантів. Узгодження теоретичних результатів з експериментальними не досягається ні для одного з кодів. Для EMPIRE 3.2 досліджувана реакція йде з імовірністю, нижчою порогової величини, а для TALYS-1.9 $\langle Y \rangle = 0.09$ мкбн, що також значно нижче експериментального середньозваженого виходу.

1. В.О. Желтоножський та ін. Фотоядерні реакції на мішенях бору та берилію. У кн.: Тези доп. XXVI щоріч. наук. конф. ІЯД НАН України, Київ, 8 - 12 квітня, 2019 р. (Київ, 2019) 49.
2. S. Agstini et al. GEANT4-a simulation toolkit. Nucl. Instrum. Methods. Phys. Res. A 506 (2003) 250.
3. A.J. Koning, S. Hilaire, M.C. Duijvestijn. In: Proc. of the Intern. Conf. on Nucl. Data for Science and Techn. 1154 (2005).
4. M. Herman et al. Nucl. Data Sheets 108 (2007) 2655.
5. E. Gadioli, P. E. Hodgson. *Pre-equilibrium Nuclear Reactions* (Oxford, Oxford University Press, 1992).
6. J. Raynal, *Notes on ECIS94*, CEA Saclay Report No. CEA-N-2772 (1994).

ДОСЛІДЖЕННЯ ФОТОЯДЕРНИХ РЕАКЦІЙ ПРИ $E_{\text{ГР}} = 55 \text{ MeV}$ НА ПРИРОДНИХ ТАНТАЛІ ТА ВОЛЬФРАМІ

В. О. Желтоножський, А. М. Саврасов, І. В. Слісенко, Л. В. Садовніков

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Вивчення перерізів та виходів заселення високоспінових ізомерних станів в реакціях з вильотом заряджених частинок дає змогу отримати різноманітну інформацію як про структуру збуджених рівнів в неперервній та дискретній областях збудження, так і про механізми протікання ядерних реакцій. Одними з таких ізомерів є $^{178\text{m}}\text{Ta}$, $^{180\text{m}}\text{Hf}$ та $^{182\text{m}}\text{Hf}$ і тому метою нашої роботи являється дослідження виходів напрацювання даних ізомерних станів в реакціях з гальмівними гамма-квантами для величини енергії вищій енергії гігантського дипольного резонансу. До того ж два ізомерні стани даних ядер мають однакову, а третій відмінну від них природу та зручні для вимірювання близькі за часом періоди напіврозпаду. $^{180\text{m}}\text{Hf}$ та $^{182\text{m}}\text{Hf}$ являються К-ізомерами, мають однакові $I^\pi = 8^-$ та періоди напіврозпаду ($T_{1/2} = 5,5 \text{ год}$) та ($T_{1/2} = 61,5 \text{ хв}$) відповідно, а $^{178\text{m}}\text{Ta}$ є звичайним одночастинковим ізомером з періодом напіврозпаду ($T_{1/2} = 2,36 \text{ год}$) та $I^\pi = 7^-$.

Вимірювання середньозважених виходів проводилось методом наведеної активності на гальмівному γ -пучку для електронів з величиною енергії 55 MeV на мішенях природного ізотопного складу танталу та вольфраму. Було проведено декілька серій опромінь та вимірювань. Тривалість опромінення зразків становила близько 1 год. 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 γ -лініях ^{60}Co та ефективністю реєстрації 15 - 40 % порівняно з NaI(Tl)-детектором розмірами $3'' \times 3''$. У спектрах надійно виділені γ -переходи з розпаду $^{178\text{m,g}}\text{Ta}$, $^{180\text{m}}\text{Hf}$, $^{182\text{m}}\text{Hf}$ та ^{185}Ta . Зокрема, на рис. 1 показано пік, який відповідає γ -квантам з величиною енергії 224,4 кеВ, які супроводжують розпад $^{182\text{m}}\text{Hf}$.

Моделювання гальмівного спектра проводилось в рамках програмного коду Geant4 [1]. Враховувалась реальна геометрія гальмівної та експериментальних мішеней (рис. 2). З метою визначення інтегрального потоку гальмівних γ -квантів в якості монітора застосовувалась ядерна реакція $^{181}\text{Ta}(\gamma, n)^{180\text{g}}\text{Ta}$. Ця реакція добре вивчена в досліджуваному діапазоні величини енергії для монохроматичних γ -квантів. Перед визначенням потоку необхідно визначити середньозважений вихід для реакції на моніторі. Він визначався за допомогою згортки реального гальмівного γ -спектра з експериментальними величинами перерізів реакції $^{181}\text{Ta}(\gamma, n)^{180\text{g}}\text{Ta}$ для монохроматичних γ -квантів. В γ -спектрах з гарною статистичною точністю спостерігаються піки, які відповідають розпаду $^{180\text{g}}\text{Ta}$. Використовуючи стандартні формули активаційного аналізу був визначений інтегральний потік гальмівних γ -квантів та розраховані чисельні величини середньозважених виходів для $^{181}\text{Ta}(\gamma, 3n)^{178\text{m}}\text{Ta}$, $^{181}\text{Ta}(\gamma, 3n)^{178\text{g}}\text{Ta}$, $^{181}\text{Ta}(\gamma, p)^{180\text{m}}\text{Hf}$, $^{184}\text{W}(\gamma, \alpha)^{180\text{m}}\text{Hf}$, $^{186}\text{W}(\gamma, \alpha)^{182\text{m}}\text{Hf}$ та $^{186}\text{W}(\gamma, p)^{185}\text{Ta}$ реакцій, які наведено в таблиці. Уперше виміряні середньозважені виходи заселення як $^{182\text{m}}\text{Hf}$ в (γ, α) -реакції на ^{186}W , так і $^{180\text{m}}\text{Hf}$ в (γ, α) -реакції на ^{184}W при граничному значенні енергії гальмівних γ -квантів 55 MeV. При даній величині енергії вперше виміряно ізомерне відношення виходів для реакції $^{181}\text{Ta}(\gamma, 3n)^{178\text{m,g}}\text{Ta}$, величина якого становила $Y_m/Y_g = 0,26(3)$.

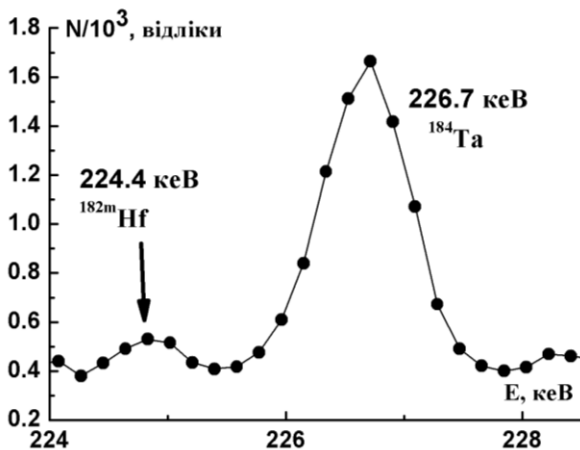


Рис. 1. Фрагмент γ -спектра активованого вольфраму.

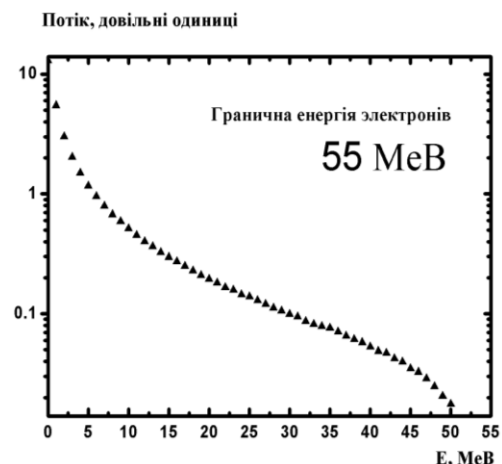


Рис. 2. Моделюваний гальмівний спектр.

Експериментальні та теоретичні середньозважені виходи досліджуваних реакцій

| Реакція | $E_{гр}$, МеВ | $\langle Y \rangle$, експ, мкб | $\langle Y \rangle$, TALYS-1.9, мкб | $\langle Y \rangle$, EMPIRE-3.2, мкб |
|--|----------------|---------------------------------|--------------------------------------|---------------------------------------|
| $^{181}\text{Ta}(\gamma, 3n)^{178m}\text{Ta}$ | 55 | 420(25) | 2430 | – |
| $^{181}\text{Ta}(\gamma, 3n)^{178g}\text{Ta}$ | 55 | 1600(100) | 5900 | 890 |
| $^{181}\text{Ta}(\gamma, p)^{180m}\text{Hf}$ | 55 | 36(4) | 4,3 | 6,9 |
| $^{184}\text{W}(\gamma, \alpha)^{180m}\text{Hf}$ | 55 | 2,6(2) | 0,005 | 1,6 |
| $^{186}\text{W}(\gamma, \alpha)^{182m}\text{Hf}$ | 55 | 2,9(8) | 0,003 | – |
| $^{186}\text{W}(\gamma, p)^{185}\text{Ta}$ | 55 | 660(30) | 64 | 192 |

Теоретичний розрахунок середньозважених виходів проводився за допомогою відкритих програмних кодів TALYS-1.9 [2] та EMPIRE-3.2 [3]. В них у випадку використання γ -квантів у вхідному каналі закладені статистичний та передрівноважний механізми протікання ядерних реакцій. Використовувались параметри, які задані за умовчанням в даних кодах. Як видно з таблиці узгодження теоретичних результатів з експериментальними не досягається ні для однієї з реакцій. Для реакцій з вильотом заряджених частинок теоретичні виходи нижчі за експериментальні для обох кодів, проте для EMPIRE-3.2 ці виходи ближчі до експериментальних даних. Для реакції $^{181}\text{Ta}(\gamma, 3n)^{178g}\text{Ta}$ теоретичні виходи демонструють різнонаправлену поведінку, а для $^{181}\text{Ta}(\gamma, 3n)^{178m}\text{Ta}$ реакції у випадку EMPIRE-3.2 ізомерний стан не заселяється оскільки в розрахунках в цьому коді використовується нижча кількість дискретних збуджених рівнів ніж в TALYS-1.9.

1. S. Agstinelli et al. GEANT4-a simulation toolkit. Nucl. Instrum. Methods. Phys. Res. A 506 (2003) 250.
2. A.J. Koning, S. Hilaire, M.C. Duijvestijn. In: Proc. of the Intern. Conf. on Nucl. Data for Science and Techn. 1154 (2005).
3. M. Herman et al. Nucl. Data Sheets 108 (2007) 2655.

ДОСЛІДЖЕННЯ ВПЛИВУ МАГНІТНИХ МОМЕНТІВ НА ЕНЕРГІЮ КОНВЕРСІЙНИХ ЕЛЕКТРОНІВ

В. О. Желтоножський, А. М. Саврасов, М. В. Стрільчук, В. П. Хоменков

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

При взаємодії К-електронів з магнітним моментом ядра в умовах нестатистичної заселеності компонентів відбувається зсув енергії конверсійних електронів, які утворюються при внутрішній конверсії γ -променів.

Фізично цей процес обумовлений впливом магнітного поля ядерного стану, що розпадається з випромінюванням конверсійного електрона, на цей електрон. Величина зсуву пропорційна магнітному моменту, а знак залежить від спіну початкового та кінцевого станів [1]. Очікувана величина зсуву – сотні меВ, тому досі це явище вивчалось через зсув рентгенівських ліній, що збуджуються при внутрішній конверсії [1]. Проте при таких дослідженнях ефект сильно маскується хімічним зсувом рентгенівських переходів. У той же час пряме вимірювання енергії γ -переходів недоступне, оскільки необхідно використовувати репери з точністю енергії краще 1 еВ. В даний час точність їх не краще, ніж 2 еВ.

Однак ця проблема може бути вирішена, якщо в наявності є два близьких по енергії γ -переходи, для яких виміряні магнітні моменти. Практично ідеальним об'єктом досліджень є ^{181}Hf (рис. 1). У роботі [2] з високою точністю виміряно різницю енергій конверсійних переходів γ 136 кеВ та γ 137 кеВ, яка становить $(606,2 \pm 0,3)$ еВ. Вимірювання з високою точністю цих γ -переходів дає змогу визначити зсув K_{α} -ліній. Для переходів з енергією 136 та 137 кеВ зсув конверсійних К-переходів має різний знак. Складність експериментальних досліджень полягає в тому, що ці переходи близькі по енергії, але майже на порядок відрізняються за інтенсивністю, тому точно визначити енергію слабкішого переходу непросто.

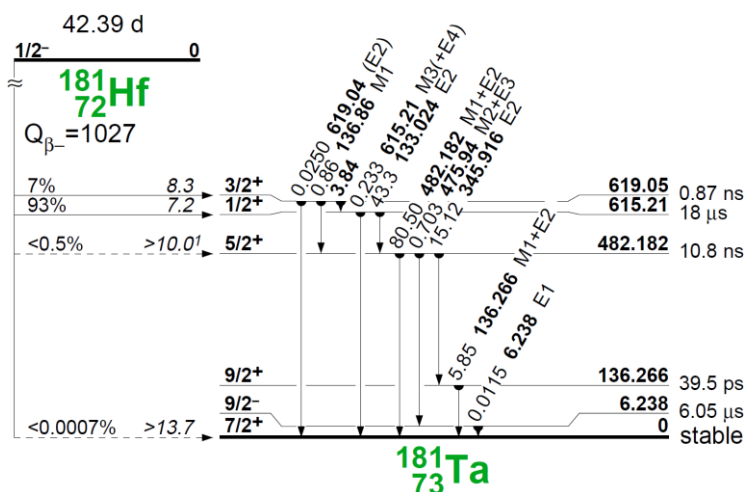


Рис. 1. Схема розпаду ^{181}Hf .

Для дослідження використовувалось джерело ^{181}Hf , напрацьоване в (n, γ) -реакції на реакторі ВВР-М. Для виділення потрібного переходу застосовувалась методика збігів. Вимірювання проводились на установці багатовимірних збігів у складі HPGe- та NaI(Tl)-детекторів під управлінням програми NetSpectrum. Події, які складались з показів АЦП, що відповідають зареєстрованій енергії гамма-квантів в NaI(Tl) і Ge-детекторах а також часового спектра, накопичувались на диску в режимі лістингу. Після проведення вимірювань проводилось сортування спектрів – у часовому спектрі виділялось вікно, що відповідає миттєвим збігам, а в спектрі NaI(Tl)-детектора вікна з енергіями 345.9 і 482.2 кеВ. Отримані спектри збігів з вікном γ 482 кеВ містили гамма-лінії 133 і 137 кеВ та слабку лінію 136 кеВ через збіги з сумарним піком 345 + 133 кеВ, а з вікном γ 345 кеВ – гамма-лінії 133, 136 і 137 кеВ.

Фрагменти ділянок спектрів збігів, що містять гамма-лінії з енергією 136 та 137 кеВ разом з результатами обробки їх, наведені на рис. 2. Обробка спектрів проводилася за допомогою програми WinSpectrum, розробленої у відділі структури ядра, яка дає змогу описувати складні гамма- та рентгенівські спектри з високою точністю.

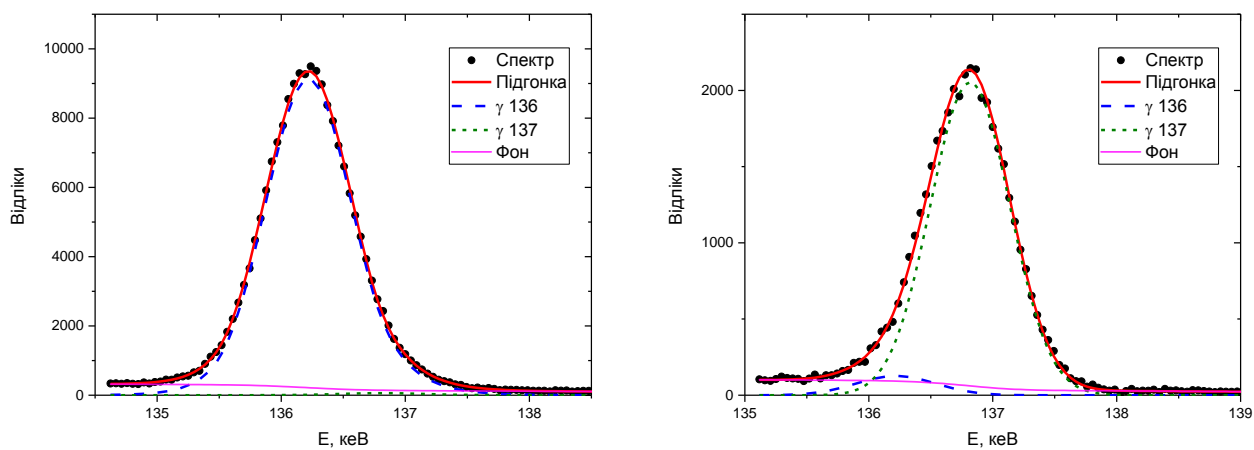


Рис. 2. Фрагменти спектрів збігів та обробка їх: *a* – збіги з γ 346 кеВ; *b* – з біги з γ 482 кеВ.

У результаті обробки було одержано значення різниці енергій γ -ліній 136 та 137 кеВ, що становило $\Delta E = (598 \pm 3)$ еВ.

Проводиться обговорення одержаних даних.

1. А.И. Егоров и др. Письма в ЖЭТФ 27 (1978) 514.
2. В.В. Булгаков и др. Изв. Академии Наук СССР. Сер. физ. 52(1) (1988) 32.

МОНТЕ-КАРЛО МОДЕЛЮВАННЯ ДЛЯ БОЛОМЕТРИЧНИХ ЕКСПЕРИМЕНТІВ CROSS І CUPID-Мо З ПОШУКУ ПОДВІЙНОГО БЕТА-РОЗПАДУ ЯДЕР ^{100}Mo ТА ^{130}Te

М. М. Зарицький

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Дослідження безнейтринного подвійного бета ($0\nu2\beta$) розпаду відіграють важливу роль у сучасній фізиці елементарних частинок, зокрема дають змогу визначити природу нейтрино (частинка Майорани чи Дірака), його масу та схему масових станів, перевірити закон збереження лептонного числа. Загалом, оскільки цей процес заборонений в рамках стандартної моделі елементарних частинок і взаємодій, він розглядається як можливість перевірки цієї моделі (неточність якої вже показана у спостереженнях явища нейтринних осциляцій) і пошуку ефектів за її межами. Не дивлячись на численні зусилля впродовж вже більше як сімдесяти років, $0\nu2\beta$ -розпад усе ще не спостережено. Найбільш чутливі експерименти дають лише обмеження на період напіврозпаду цього процесу у ядрах ^{76}Ge , ^{82}Se , ^{100}Mo , ^{130}Te , ^{136}Xe у межах $\text{lim}T_{1/2} \sim 10^{24} - 10^{26}$ років, з яких випливають обмеження на ефективну масу нейтрино Майорани на рівні $\langle m_\nu \rangle < 0,1 - 0,7$ eV (про останні досягнення теорії і експерименту у дослідженнях $0\nu2\beta$ -розпаду див., наприклад, огляди [1 - 3] і посилання в них). Ці обмеження відкидають вироджену схему масових станів нейтрино ($\langle m_\nu \rangle > \sim 0,1$ eV), а отже, чутливість експериментів необхідно підвищити до рівня $\langle m_\nu \rangle < 0,05$ eV, що відповідає оберненій схемі масових станів нейтрино. Для цього на етапі розробки або спорудження знаходяться кілька великомасштабних проектів експериментів з масою досліджуваного ізотопу на рівні кількох сотень кілограмів. Одним з них є CUPID (CUORE Upgrade with Particle ID) [4, 5], проект, у якому планується використовувати кілька сотень низькотемпературних сцинтиляційних болометричних детекторів з кристалами (об'ємом близько 100 cm^3 кожний) молібдату літію ($\text{Li}_2^{100}\text{MoO}_4$, з молібдену, збагаченого ізотопом ^{100}Mo) і можливо, оксиду телуру ($^{130}\text{TeO}_2$, збагаченого ізотопом ^{130}Te) у наявному низькофоновому кріостаті експерименту CUORE. Однією з найбільш важливих проблем цього проекту є досягнення якомога нижчого радіоактивного фону в області шуканого ефекту на рівні 10^{-4} відліків/(рік·кеВ·кг). Розробка методів зниження фону для проекту CUPID, а також пошук $0\nu2\beta$ -розпаду ядер ^{100}Mo та ^{130}Te на рівні чутливості $\text{lim}T_{1/2} \sim 10^{24}$ р. є основною метою пілотних експериментів CROSS (Cryogenic Rare-event Observatory with Surface Sensitivity) [6] та CUPID-Мо [7]. Важливою ланкою у мірах, спрямованих на зниження фону, є Монте-Карло моделювання відгуку детекторів до радіоактивної забрудненості деталей експериментальних установок. У даній роботі оцінено фон від радіоактивної забрудненості деталей кріостату установки CROSS, зокрема склопластикових труб і порошку, що містить срібло, а також промодельовано фон установки від радіоактивної забрудненості оточуючих скальних порід і оцінено необхідну товщину пасивного захисту детектора. Проаналізовано різні геометрії розміщення радіоактивних джерел ^{56}Co у кріостаті експерименту EDELWEISS з метою оптимізації умов енергетичного калібрування експерименту CUPID-Мо.

1. J.D. Vergados, H. Ejiri, F. Šimkovic. Neutrinoless double beta decay and neutrino mass. *Int. J. Mod. Phys. E* 25 (2016) 1630007.
2. S. Dell'Oro et al. Neutrinoless Double Beta Decay: 2015 Review. *AHEP* 2016 (2016) 2162659.
3. M.J. Dolinski, A.W.P. Poon, W. Rodejohann. Neutrinoless Double-Beta Decay: Status and Prospects. *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* 69 (2019) 219.
4. G. Wang et al. CUPID: CUORE (Cryogenic Underground Observatory for Rare Events) Upgrade with Particle Identification. *arXiv:1504.03599v1* [physics.ins-det].
5. G. Wang et al. R&D towards CUPID (CUORE Upgrade with Particle IDentification). *arXiv:1504.03612v1* [physics.ins-det].
6. I.C. Bandac et al. The $0\nu2\beta$ -decay CROSS experiment: preliminary results and prospects. *JHEP* 01 (2020) 18.
7. E. Armengaud et al. The CUPID-Mo experiment for neutrinoless double-beta decay: performance and prospects. *Eur. Phys. J. C* 80 (2020) 44.

НОВЕ СПОСТЕРЕЖЕННЯ АЛЬФА-РОЗПАДУ ^{190}Pt НА ПЕРШИЙ ЗБУДЖЕНИЙ РІВЕНЬ ДОЧІРНЬОГО ЯДРА

Д. В. Касперович¹, Ф. А. Даневич¹, Г. Лютте², Г. Маріссен², О. Г. Поліщук¹,
М. В. Романюк¹, С. Тесаліна³, В. І. Третьак¹, М. Хюльт²

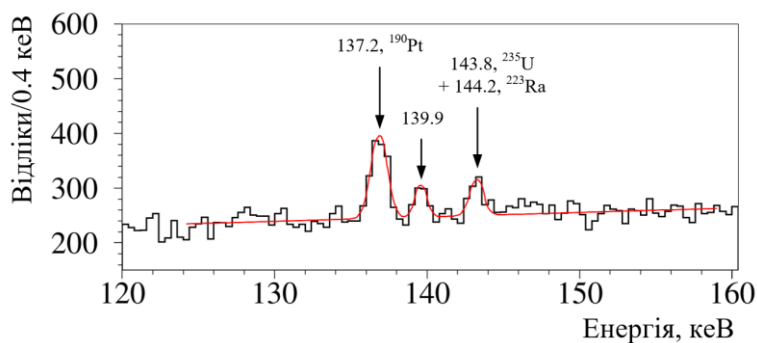
¹ Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

² Європейська комісія, Об'єднаний центр досліджень, Гель, Бельгія

³ Технологічний університет ім. Дж. Куртіна, Перт, Австралія

Серед шести природних ізотопів платини, усі з яких є потенційно нестабільними відносно альфа-розпаду, нуклід ^{190}Pt є найперспективнішим для експериментальних досліджень завдяки високій енергії α -розпаду ($Q_\alpha = 3268,6 \pm 0,6$ кеВ), що зумовлює відносно високу його ймовірність. Альфа-розпад цього нукліду на основний стан дочірнього ядра ^{186}Os експериментально відкритий у 1921 р. та виміряний у ряді експериментів з рекомендованим періодом напіврозпаду $(6,5 \pm 0,3) \cdot 10^{11}$ років [1]. Крім того, це ядро може розпадатися на збуджені рівні дочірнього ядра ^{186}Os . Альфа-розпад ^{190}Pt на перший збуджений рівень ^{186}Os (2^+ , 137,2 кеВ) був уперше спостережений експериментально у підземній лабораторії Гран-Сассо (Італія) з періодом напіврозпаду $T_{1/2} = (2,6 \pm 0,7) \cdot 10^{14}$ років [2]. Метою даного експерименту є перевірка та уточнення значення періоду напіврозпаду.

Експеримент ведеться у підземній лабораторії ГАДЕС (Бельгія) на глибині 225 м за допомогою двох напівпровідникових детекторів із надчистого германію з об'ємами 345 см³ та 340 см³ з тонким мертвим шаром 0,5 мм та 0,3 мкм, що забезпечує високу ефективність реєстрації низькоенергетичних гамма-квантів. Зразок платини високої чистоти (99,95 %) циліндричної форми з розмірами $\varnothing 25,04 \times 14,07$ мм масою 148,122 г розташовано між детекторами у близькій геометрії. Детектори захищені пасивним захистом із шарів міді товщиною 3,5 см та свинцю товщиною 19,5 см (внутрішній шар свинцевого захисту товщиною 4 см виготовлено із низькорадіоактивного свинцю). Крім цього, установка обладнана активним захистом, що складається з двох пластмасових скінтіляційних лічильників, розмішених над пасивним захистом германієвих детекторів. Лічильники працюють у режимі збігів і забезпечують зниження фону від мюонів космічного походження. Енергетичний сумарний спектр двох детекторів, виміряний впродовж 7620 год зі зразком платини показано на рисунку. У спектрі спостерігається чіткий пік з енергією 137,2(1) кеВ і площею 558(49) відліків, який може бути пояснений альфа-розпадом ^{190}Pt на перший збуджений 2^+ рівень ^{186}Os з енергією 137,2 кеВ.



Енергетичний сумарний спектр двох детекторів, отриманий протягом 7620 год вимірювань зі зразком платини. Результат апроксимації спектра показаний на рисунку суцільною лінією. Гамма-піки та їхні енергії (у кеВ) показано стрілками.

З урахуванням ефективності реєстрації детекторами гамма-квантів з енергією 137 кеВ (змодельованої за допомогою Монте-Карло пакета EGSnrc [3]), було оцінено період напіврозпаду ^{190}Pt відносно альфа-розпаду на перший збуджений рівень дочірнього ядра (попередньо):

$$T_{1/2} = [2,04 \pm 0,18(\text{стат.}) \pm 0,50(\text{сист.})] \cdot 10^{14} \text{ років.}$$

Систематична похибка визначається невизначеністю розповсюдженості ізотопу ^{190}Pt у природній суміші ізотопів платини [4] і залежністю результату апроксимації спектра від моделі фону та інтервалу підгонки. Точні вимірювання ізотопної концентрації ізотопу ^{190}Pt у зразку платини ведуться у

Центрі ізотопних досліджень ім. Дж.Р. де Лейтера у Технологічному університеті ім. Дж. Куртіна (Перт, Австралія), що дасть змогу зменшити похибку визначення кількості ядер ^{190}Pt у зразку. Низькофонові вимірювання у лабораторії ГАДЕС продовжуються з метою покращення статистичної точності отриманого результату.

1. C.M. Baglin. Nuclear Data Sheets for A = 186. Nucl. Data Sheets 99 (2003) 1.
2. P. Belli et al. First observation of α decay of ^{190}Pt to the first excited level ($E_{\text{exc}} = 137.2$ keV) of ^{186}Os . Phys. Rev. C 83 (2011) 034603.
3. I. Kawrakow et al. The EGSnrc Code System: Monte Carlo simulation of electron and photon transport. Technical Report PIRS-701. (Canada, National Research Council, 2017).
4. J. Meija et al. Isotopic compositions of the elements 2013 (IUPAC Technical Report). Pure Appl. Chem. 88 (2016) 293.

**ПОШУК ПОДВІЙНОГО БЕТА-РОЗПАДУ ^{106}Cd
ЗА ДОПОМОГОЮ ЗБАГАЧЕНОГО СЦИНТИЛЯТОРА $^{106}\text{CdWO}_4$**

**В. Р. Клавдієнко¹, П. Беллі^{2,3}, Р. Бернабей^{2,3}, В. Б. Бруданін⁴, Ф. А. Даневич¹, А. Інчікитті^{5,6},
М. М. Зарицький¹, Ф. Капелла⁵, В. Карачіоло⁷, Д. В. Касперович¹, В. В. Кобичев¹,
О. Г. Поліщук¹, В. І. Третяк¹, Р. Черулі^{2,3}**

¹ Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

² Національний інститут ядерної фізики, відділення у Римі "Тор Вергата", Рим, Італія

³ Римський університет "Тор Вергата", Рим, Італія

⁴ Об'єднаний інститут ядерних досліджень, Дубна, Росія

⁵ Національний інститут ядерної фізики, відділення у Римі "Ла Сапієнца", Рим, Італія

⁶ Римський університет "Ла Сапієнца", Рим, Італія

⁷ Національна лабораторія Гран-Сассо, Ассерджі, Італія

Дослідження подвійного бета-розпаду (2β) атомних ядер є одним з найбільш перспективних напрямків вивчення властивостей нейтрино та слабкої взаємодії, пошуку ефектів за рамками Стандартної Моделі елементарних частинок і взаємодій (СМ). Безнейтринний 2β -розпад порушує закон збереження лептонного числа, а отже є процесом за межами СМ. Дозволена в рамках СМ двонейтринна (2ν) мода 2β -розпаду є найбільш рідкісним ядерним розпадом з періодами напіврозпаду якнайменше $10^{18} - 10^{19}$ років. Але якщо двонейтринний 2β -розпад з вильотом електронів зареєстровано в 11 ядрах [1], процес двонейтринного подвійного електронного поглинання ($2\nu 2\varepsilon$) був надійно спостережений лише у 2019 р. [2], у той час як інші можливі канали розпаду: електронне поглинання з випромінюванням позитрона ($\varepsilon\beta^+$) і подвійний позитронний розпад ($2\beta^+$) усе ще не спостерігалися. Нуклід ^{106}Cd є одним з найбільш перспективних для пошуку процесів 2ε -, $\varepsilon\beta^+$ - і $2\beta^+$ -розпадів завдяки одній з найбільших енергій розпаду $Q_{2\beta} = 2775,39(10)$ кеВ [3], порівняно високій ізотопній розповсюженості у природній суміші ізотопів кадмію $\delta = 0,01245(22)$ [4], можливості збагачення методом газових центрифуг. З точки зору можливості експериментальних досліджень важливо те, що для досліджень процесів 2β -розпаду ^{106}Cd можна застосувати сцинтилятори вольфрамату кадмію (CdWO_4). З цією метою свого часу був розроблений сцинтиляційний кристал вольфрамату кадмію масою 215 г із кадмію збагаченого ізотопом ^{106}Cd до 66 % ($^{106}\text{CdWO}_4$ [5]). Експерименти за допомогою цього унікального сцинтилятора ведуться у підземній лабораторії Гран-Сассо Національного Інституту ядерної фізики (Італія) [6, 7]. На третьому етапі експерименту детектор $^{106}\text{CdWO}_4$ функціонує у режимі збігів із двома сцинтиляційними детекторами з кристалами CdWO_4 великого об'єму, які використовуються для реєстрації γ -квантів, що можуть випромінюватися у процесах 2β -розпаду ^{106}Cd , зокрема, анігіляційних γ -квантів з енергією 511 кеВ, що очікуються у процесах $\varepsilon\beta^+$ - і $2\beta^+$ -розпадів. Були досліджені радіоактивна забрудненість сцинтиляторів та деталей установки, енергетична і часова роздільна здатність детекторів. Попередньо оцінено чутливість експерименту до процесу $2\nu\varepsilon\beta^+$ -розпаду ^{106}Cd на рівні $T_{1/2} > 4 \cdot 10^{21}$ років при аналізі подій у енергетичному діапазоні 250 - 1600 кеВ у збігах із анігіляційним гамма квантом 511 кеВ принаймні в одному з лічильників CdWO_4 [8]. У листопаді 2019 р. рівень радіоактивного фону в області енергій, де очікується сигнал від $2\nu\varepsilon\beta^+$ -розпаду ^{106}Cd , був зменшений у $\approx 4,5$ раза до рівня $\approx 1,3$ відліків/(р·кеВ·кг) шляхом встановлення наднизькофонових фотопомножувачів, збільшення довжини високочистих кварцових світловодів і покращення пасивного захисту детекторної системи. Чутливість експерименту наближається до верхньої межі теоретичних оцінок для вірогідності $2\nu\varepsilon\beta^+$ моди розпаду на рівні $T_{1/2} \sim 10^{22}$ років.

1. A.S. Varabash. Average and recommended half-life values for two-neutrino double beta decay: upgrade-2019. AIP Conf. Proc. 2165 (2019) 020002.
2. XENON Collaboration. Observation of two-neutrino double electron capture in ^{124}Xe with XENON1T. Nature 568 (2019) 532.
3. M. Wang et al. The Ame2016 atomic mass evaluation. Chin. Phys. C 41 (2017) 030003.
4. J. Meija et al. Isotopic compositions of the elements 2013 (IUPAC Technical Report). Pure Appl. Chem. 88 (2016) 293.
5. P. Belli et al. Development of enriched $^{106}\text{CdWO}_4$ crystal scintillators to search for double β decay processes in ^{106}Cd . Nucl. Instr. Meth. A 615 (2010) 301.
6. P. Belli et al. Search for double- β decay processes in ^{106}Cd with the help of a $^{106}\text{CdWO}_4$ crystal scintillator. Phys. Rev. C 85 (2012) 044610.
7. P. Belli et al. Search for 2β decay of ^{106}Cd with an enriched $^{106}\text{CdWO}_4$ crystal scintillator in coincidence with four HPGe detectors. Phys. Rev. C 93 (2016) 045502.
8. O.G. Polischuk et al. New limit on two neutrino electron capture with positron emission in ^{106}Cd . AIP Conference Proceedings 2165 (2019) 020020.

ТЕРМОСТАТ ДЛЯ НІКЕЛЬ-ЛІТІЙ-ВОДНЕВОГО РЕАКТОРА

О. М. Ковальов, А. П. Войтер

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Розроблено термостат для контролю та утримання заданої температури і регулювання електричних параметрів нікель-літій-водневого реактора. Прилад створено за такими технічними умовами:

- похибка контролю не гірше 5 %;
 - датчики температури: платиновий-платина (ТПП) для вимірювання температур до 1600 °С;
 - термоелектродний дріт або хромель-алюмель (ТХА), для вимірювання температур до 1300 °С.
 - гальванічна розв'язка з датчиками;
 - програмно-апаратна частина приладу повинна забезпечувати його автономну роботу (без постійного управління від ПЕОМ);
 - прикладна програма, що виконується на ПЕОМ, повинна забезпечувати управління та графічну візуалізацію контрольованих даних з одночасним записом на жорсткий носій;
 - передбачити технічну можливість підключення датчика тиску.
 - напруга змінна 60 - 250 В;
 - змінний струм до 20 А.
 - комутація джерела силового живлення потужністю до 2,2 кВт.
- Термостат має модульну структуру (рис. 1).

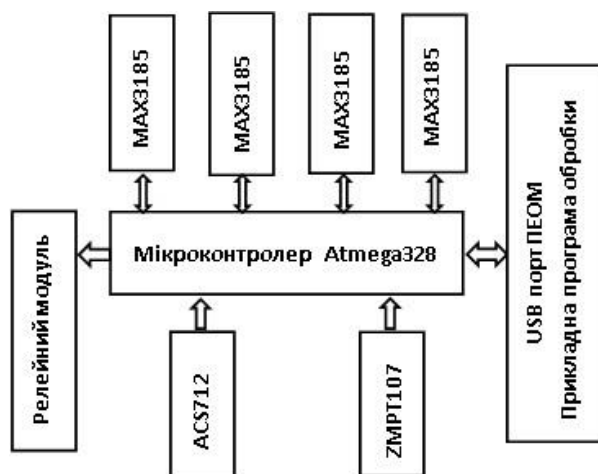


Рис. 1. Структурна схема термостата.

Основою термостата є мікромодуль Arduino Nano V3.0 AVR з мікроконтролером Atmega 328 до якого підключено цифрові підсилювачі термопари MAX31855, датчик струму ACS712, трансформатор напруги ZMPT107, малогабаритний модуль електромагнітного реле (релейний модуль). Через інтерфейс USB термостат підключається до персонального ПЕОМ зі спеціальними програмним забезпеченням управління та візуалізації.

Мікромодуль (рис. 2.) забезпечує збір даних з зовнішніх датчиків відповідно до заданого алгоритму. Далі, оброблені і підготовлені значення змінних надходять до ПЕОМ по USB з'єднанню.

Термопари, які використовуються в реакторі, дуже чутливі та потребують підсилювача з компенсацією температури холодного спаювання.

Цифровий підсилювач термопари MAX31855K (рис. 3) усуває проблему підключення термопари до мікроконтролера без вбудованого аналогового входу. Робочий діапазон вимірюваної температури від -200 °С до 1600 °С з роздільною здатністю 0,25 °С. Підсилювач підключено до мікроконтролера через інтерфейс SPI.

Термостат контролює струм нагрівання за допомогою датчика струму ACS712 робота якого заснована на ефекті Холла. Схема підключення датчика струму показано на рис. 4.

Трансформатор напруги виготовлено на основі модернізованого ZMPT107 та забезпечено можливість зміни напруги від 60 В до 250 В.



Рис. 2. Мікромодуль.

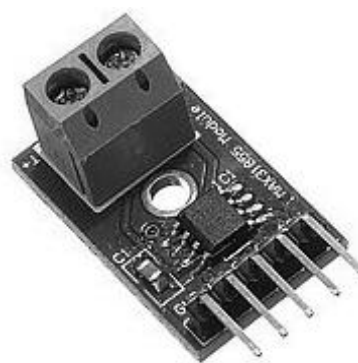


Рис. 3. Підсилювач термопари.

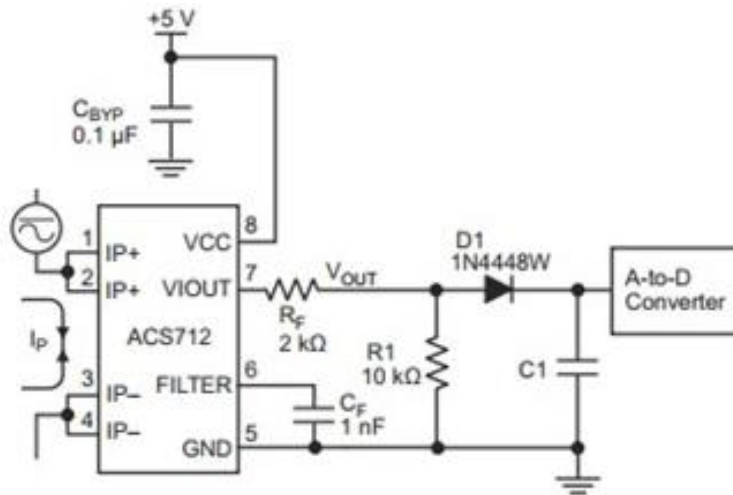


Рис. 4. Схема підключення датчика струму.

У термостаті передбачено можливість підключення датчика тиску. Конструкція термостата представлена на рис. 5.

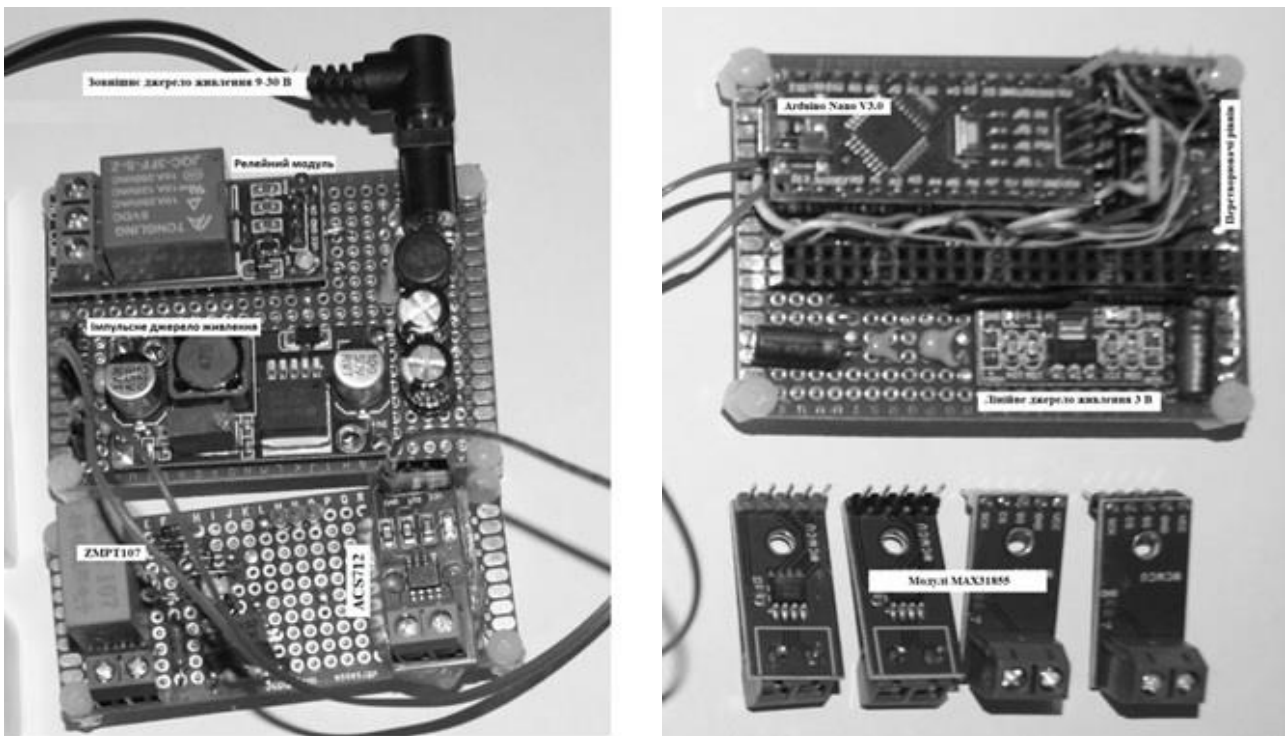


Рис. 5. Конструкція термостата.

ВИМІРЮВАННЯ ПЕРЕРІЗІВ НАРОДЖЕННЯ ДИВНИХ МЕЗОНІВ У ПРОТОН-СВИНЦЕВИХ ЗІТКНЕННЯХ В ЕКСПЕРИМЕНТІ LHCb

С. М. Колієв, О. А. Кот, О. Ю. Охріменко, Є. О. Петренко, В. М. Пугач

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Вивчення процесів народження дивних адронів у сильній взаємодії важливе для того, щоб ідентифікувати сигнали від Кварк-Глюонної Плазми (КГП). Вважається, що КГП підсилює народження дивних адронів [1] тому проводяться дослідження для порівняння перерізів народження дивних адронів, виміряних в протон-протонних (pp), де ймовірність утворення КГП дуже мала, та ядро-ядерних (AA) зіткненнях де вона найбільша. Але важливим є дослідження цих процесів також в протон-ядерних (pA) зіткненнях, які протікають в так званій холодній ядерній речовині, де також ймовірність утворення КГП дуже мала, але є вплив ядерного середовища, котрий потрібно враховувати в AA зіткненнях.

Дана робота присвячена вимірюванню диференціальних перерізів утворення K_S мезонів в протон-свинцевих (pPb), свинець-протонних (Pbp) зіткненнях при нуклон-нуклонній (NN) енергії в системі центра мас $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$ TeV на експерименті LHCb залежно від поперечного імпульсу ($0,15 < p_T < 7,0$ GeV/c) та рапідіти системи центра мас (pPb: $1,5 < y^* < 4,0$; Pbp; $-5,0 < y^* < -2,5$). Експеримент LHCb – форвардний детектор, що має вигляд прямого конуса з квадратною основою (висота конуса 20 м, сторона основи 5 м), у вершині якого відбуваються зіткнення і по висоті якого проходить іонопровід. Спектрометр складається із таких основних підсистем: вершинний детектор (VELO, в середині якого відбуваються зіткнення) та трекових станцій (TT, IT та OT), що разом із магнітом реконструюють треки заряджених частинок та визначають їхній заряд та імпульс; черенковські детектори (RICH 1 та 2) для ідентифікації сорту адронів (K, p, π); електромагнітний та адронний калориметри для вимірювання енергії відповідних частинок; та мюонної системи для ідентифікації мюонів. Конус експерименту LHCb покриває тілесний кут (аксептанс) від 10 до 250 мрад, що відповідає наступній області псевдорapidіти: $2 < \eta < 5$. Відбір шуканих подій оснований на точній (15 мкм) реконструкціях первинної (точка NN взаємодії) та вторинних (точка розпаду шуканого довгоживучого адрона) вершин. Детальніше про експеримент LHCb див. [2].

Для даного аналізу використовувався набір даних від pPb та Pbp зіткнень, що в сумі відповідають інтегральній світимості $1,6 \text{ нб}^{-1}$ та 20 мільйонів симульованих подій методом Монте-Карло (МК) спеціально для цієї вибірки даних. Відбір кандидатів в K_S мезони виконувався по реконструкції треків його дочірніх частинок, піонів. Час життя K_S мезона становить приблизно $9 \cdot 10^{-11}$ с і через слабку взаємодію в 69,2 % випадках він розпадається на $\pi^+ \pi^-$ пару, котра вже безпосередньо реєструється в детекторі LHCb. Відбиралися два довгих (мають відгук в усіх трекерних підсистемах) добре реконструйованих ($\chi^2_{\text{track}}/\text{ndf} < 5$) протилежнозаряджених треки з імпульсом більше 2 GeV/c, що формують спільну вершину (з якістю $\chi^2_{\text{vtx}}/\text{ndf} < 9$) та формують інваріантну масу материнської частинки в інтервалі $497,6 \pm 100$ MeV/c². Також, щоб відділити первинні K_S від вторинних та значно зменшити комбінаторний фон в процедурі відбору задавалося обмеження на Дискримінант Фішера ($F_{\text{IP}} > 4$), що визначається як десятковий логарифм від відношення добутку прицільних параметрів дочірніх піонів до прицільного параметра материнського K_S в мм. На рис. 1 зображено розподіл по інваріантній масі відібраних за допомогою вищезгаданої процедури кандидатів у K_S мезони для pPb (праворуч) та Pbp (ліворуч) зіткнень. Бачимо чіткий пік, що відповідає табличному значенню маси K_S [3]. Слід відзначити, що комбінаторний фон під піком у випадку Pbp зіткнень значно більший, ніж у pPb, що пов'язано із втричі більшою множинністю треків для подій в Pbp зіткненнях.

З цих розподілів визначаємо кількість (N) реконструйованих кандидатів у K_S методом апроксимування їх сумою двох функцій: Гаусіан (сигнал) та поліном 2-го ступеня (фон). Така процедура проводилася для кожного p_T - y^* біну. Всього область вимірювань по p_T була розбита на 15 бінів, а по y^* на 5 бінів – у сумі маємо 75 p_T - y^* бінів. Аналогічно проводимо відбір у МК вибірці та визначаємо повну ефективність (ϵ_{tot}) реєстрації K_S мезонів. Розраховуємо диференціальний переріз ($d\sigma/dp_T dy^*$) утворення K_S мезонів за такою формулою:

$$\frac{d^2\sigma(p_T, y^*)}{dp_T dy^*} \equiv \frac{1}{\Delta p_T \cdot \Delta y^*} \cdot \frac{N(p_T, y^*)}{\epsilon_{\text{tot}}(p_T, y^*) \cdot \mathcal{L} \cdot Br}$$

де Δp_T та Δy^* – ширини бінів по поперечному імпульсу (GeV/c) та рапідіті відповідно; \mathcal{L} – інтегральна світимість відповідної вибірки, Br – парціальна ймовірність розпаду K_S мезона на $\pi^+ \pi^-$ пару; N та ϵ_{tot} описані вище.

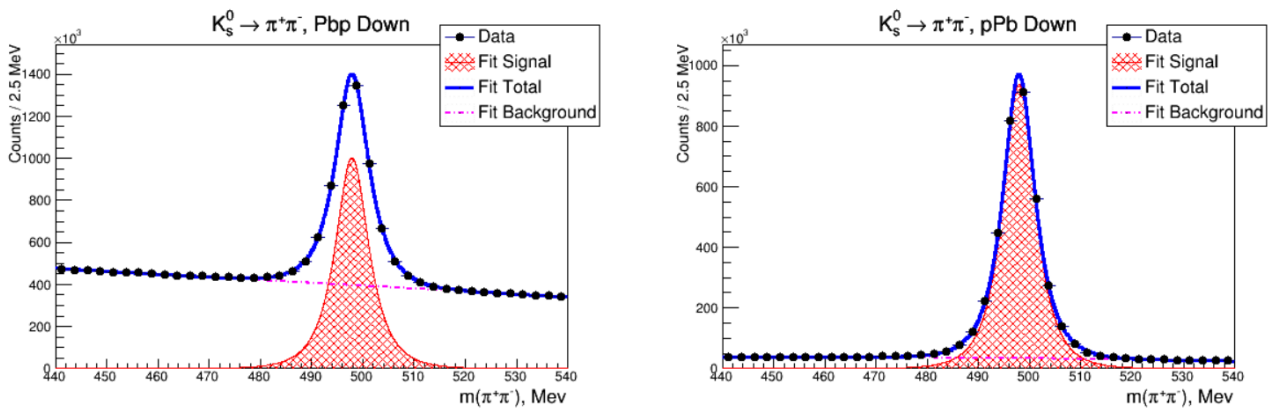


Рис. 1. Розподіли по інваріантній масі реконструйованих кандидатів в K_S мезони в pPb (правий графік) та Pbp (лівий графік) зіткненнях при $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$ TeB в експерименті LHCb.

На рис. 2 наведено розподіли подвійних диференціальних перерізів утворення K_S мезонів залежно від p_T для кожного біну по y^* в pPb (праворуч) та Pbp (ліворуч) зіткненнях з енергією $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$ TeB виміряних на експерименті LHCb.

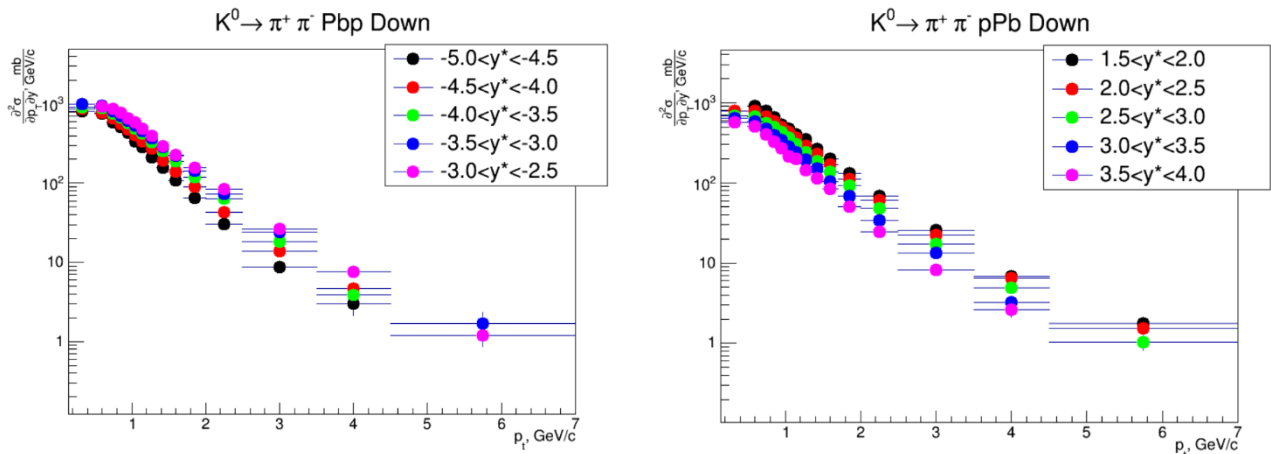


Рис. 2. Двічі диференціальні перерізи народження K_S мезонів залежно від поперечного імпульсу p_T в pPb (правий графік) та Pbp (лівий графік) зіткненнях при енергії $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$ TeB, виміряні на експерименті LHCb. Різними кольорами позначені різні біни по рапідиті в системі центра мас y^* .

Це перші у світі вимірювання при таких енергіях в даній області рапідиті. Унікальним є і настільки малі значення переданого імпульсу: 0,15 GeB/c. Дані перерізи були порівняні із рядом теоретичних моделей і отримали добре узгодження з HSPD (Hadron-parton-String-Dynamics) моделлю [4].

Ця робота виконувалась у рамках діяльності в Міжнародній асоційованій лабораторії LIA IDEATE з частковою фінансовою підтримкою в рамках проекту УНТЦ Р9903 та цільової програми наукових досліджень НАН України 1230 «Фундаментальні дослідження з фізики високих енергій та ядерної фізики (міжнародна співпраця)».

1. J. Rafelski, B. Müller. Phys. Rev. Lett. 48 (1982) 1066.
2. LHCb Collaboration. JINST 3 (2008) S08005.
3. M. Tanabashi et al. (Particle Data Group). Phys. Rev. D 98 (2018) 030001.
4. W. Cassing, E.L. Bratkovskaya. Phys. Rev. C 78 (2008) 034919.

ВИМІРЮВАННЯ ПЕРЕРІЗІВ НАРОДЖЕННЯ ДИВНИХ АДРОНІВ У ПРОТОН-ПРОТОН ЗІТКНЕННЯХ ТА ОЦІНКА ФАКТОРА ЯДЕРНОЇ МОДИФІКАЦІЇ В ЕКСПЕРИМЕНТІ LHCb

С. М. Колієв, О. А. Кот, О. Ю. Охріменко, Є. О. Петренко, В. М. Пугач

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Виконувалась обробка даних експерименту LHCb [1] по генерації V^0 адронів при енергії 5 TeV у р-р зіткнень. Виміряно диференційні поперечні перерізи як функції рапідиті, у та поперечного імпульсу p_T для K_S^0 , Λ та $\bar{\Lambda}$ з використанням спектрометра LHCb. Дані отримано для діапазонів рапідиті: $1,5 < y < 4,0$ для р-р зіткнень та поперечного імпульсу $0,15 < p_T < 7$ GeV/c.

Використовуючи диференційні поперечні перерізи було оцінено фактор впливу ядерного середовища на утворення K_S^0 мезонів, Λ та $\bar{\Lambda}$ баріонів. Фактор ядерної модифікації є важливою величиною у фізиці високих енергій, оскільки як з його допомогою можна визначити наявність кварк-глюонної плазми у даному середовищі. Він визначається таким чином:

$$R_{pPb}(y, p_T, \sqrt{S_{NN}}) \equiv \frac{1}{208} \frac{d^2\sigma_{pPb}(y, p_T, \sqrt{S_{NN}}) / dy dp_T}{d^2\sigma_{pp}(y, p_T, \sqrt{S_{NN}}) / dy dp_T}.$$

При обрахунку даної величини були використані вибірки даних для pp та pPb(PbP) зіткнень при енергії в системі центра мас 5 TeV експерименту LHCb.

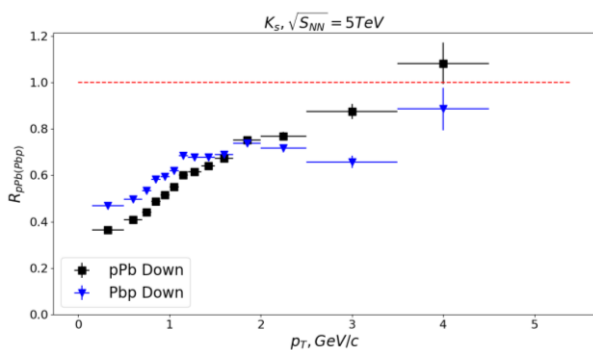


Рис. 1. Фактор ядерної модифікації для K_S^0 -мезонів.

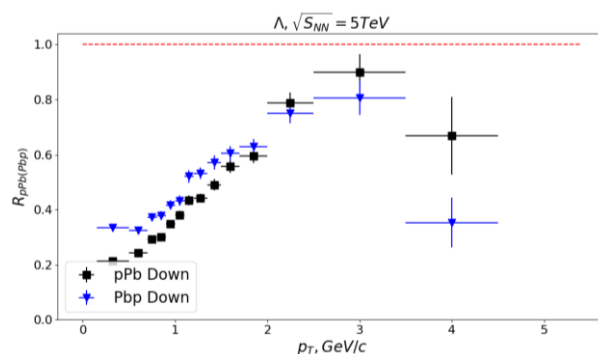


Рис. 2. Фактор ядерної модифікації для Λ баріонів.

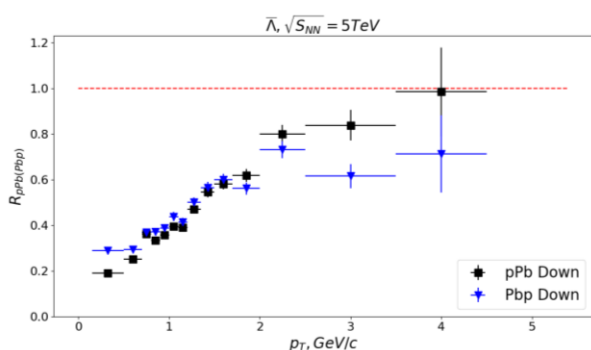


Рис. 3. Фактор ядерної модифікації для $\bar{\Lambda}$ баріонів.

Результат обрахунку фактора ядерної модифікації представлено на рис. 1 - 3. Значення факторів ядерної модифікації зростають з підвищенням p_T , досягаючи певного максимуму. Однак ні для першого, ні для другого типу зіткнень (pPb, PbP) фактор не дорівнює одиниці, а це означає, що при генерації K_S^0 мезонів, Λ та $\bar{\Lambda}$ баріонів мали місце ефекти ядерного середовища.

1. LHCb Collaboration. JINST 3 (2008) S08005.

ВИМІРЮВАННЯ ПЕРЕРІЗІВ УТВОРЕННЯ Λ -ГІПЕРОНІВ У ПРОТОН-СВИНЦЕВИХ ЗІТКНЕННЯХ В ЕКСПЕРИМЕНТІ ЛНСЬ ПРИ ЕНЕРГІЇ 5 ТеВ

С. М. Колієв, О. А. Кот, О. Ю. Охріменко, Є. О. Петренко, В. М. Пугач

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Квантова хромодинаміка (КХД) передбачає що одним з проявів утворення кварк-глюонної плазми (КГП) може бути модифікація виходу дивних частинок. Вважається що найбільш імовірно КГП утворюється у ядро-ядерних зіткненнях, а в протон-протонних зіткненнях така імовірність мала. Практичний інтерес у дослідженні КГП складають протон-ядерні зіткнення, де імовірність утворення КГП мала, але присутній ефект ядерного середовища, який слід враховувати у ядро-ядерних взаємодіях [1].

Дана робота присвячена вимірюванню поперечних перерізів утворення Λ -гіперонів у зіткненнях протон-свинець з енергією 5,02 ГеВ у системі центра мас в експерименті ЛНСь. Кінематичний діапазон вимірювань за рапідиті $1,5 < y < 4$, поперечним імпульсом $0,15 < p_T < 7$ ГеВ/с.

Детектор ЛНСь – це форвардний спектрометр із кутовим покриттям 10 - 250 мрад (рис. 1). Детектор має високопрецизійну трекінгову систему що складається з кремнієвого вершинного мікростріпового детектора (Vertex Locator), кремнієвого мікростріпового детектора (ТТ) за яким розташовується магніт (Magnet) із силою викривлення 4 Тлм, три детектуючих шари (Т1, Т2, Т3). Кожен з трьох детектуючих шарів складається із внутрішнього та зовнішнього трекерів. Внутрішній трекер – кремнієвий мікростріповий детектор, знаходиться у безпосередній близькості до іонопроводу, зовнішній – дрейфова камера, оточує внутрішній трекер. Трекінгова система дає змогу вимірювати імпульс частинок з відносною точністю від 0,5 % при малому імпульсі до 1 % при імпульсі частинки 200 ГеВ/с. Трекінгова система має роздільну здатність треків до 20 мкм для високоенергетичних частинок. Система ідентифікації частинок складається з черенковських детекторів (RICH1, RICH2), має високу ефективність розділення K/π з імпульсом у межах 2 - 100 ГеВ/с. Калориметрична система складається із попереднього детектора зливи (SPD/PS), електромагнітного (ECAL) та адронного (HCAL) калориметрів. Мюонна система складається з 5 детекторів. Найближчий до точки взаємодії детектор мюонної системи розташований перед калориметричною системою (M1), решта мюонних детекторів (M2-M5) знаходяться за калориметром. Тригерна система складається з апаратного і програмного рівнів, у результаті її роботи вхідний потік даних частотою 40 МГц знижується до 2 кГц. Дані, що пройшли відбір тригером, зберігаються для подальшого аналізу [2].

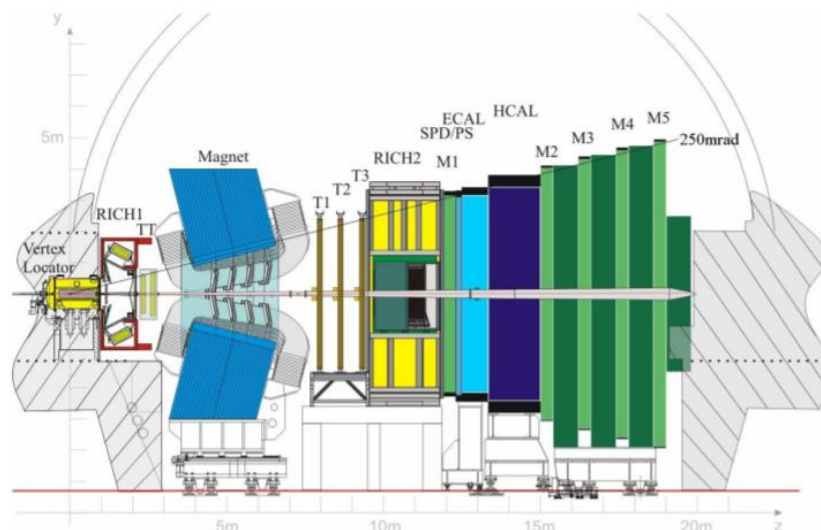


Рис. 1. Схема детектора ЛНСь.

Для цього аналізу використовуються дані протон-свинцевих зіткнень з енергією $\sqrt{s} = 5,02$ ТеВ. Інтегральна світимість даних становить $1,6 \text{ нб}^{-1}$, кількість симульованих подій становить 20 мільйонів. Симуляція необхідна для моделювання ефектів пов'язаних із особливостями акцептансу детектора та оцінки ефективності реконструкції та відбору. Зіткнення протон-свинець здійснювалися як у конфігурації в якій протонний пучок рухався у сторону від вершинного детектора до мюонної системи (pPb), так і навпаки (PbP).

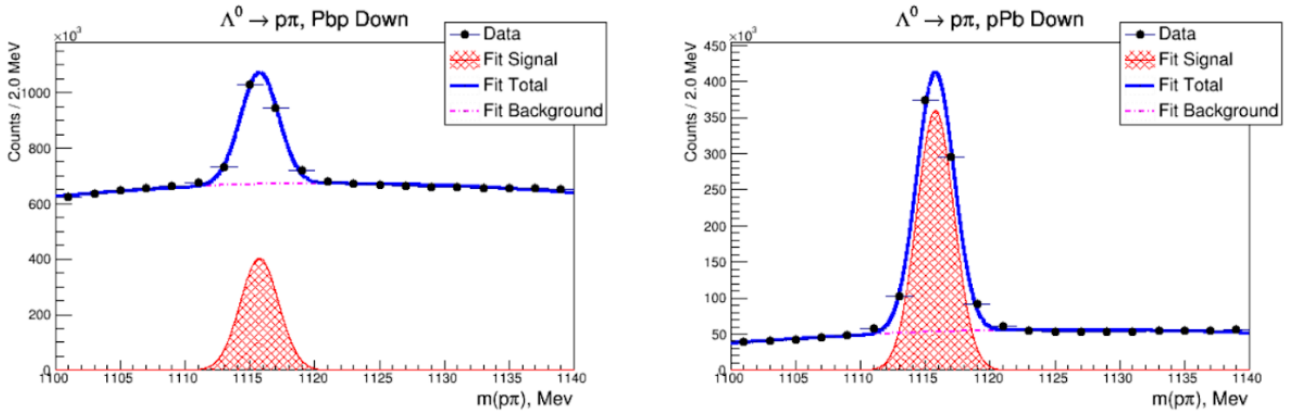


Рис. 2. Розподіли по інваріантній масі реконструйованих кандидатів у Λ гіперони в pPb (праворуч) та PbPb зіткненнях (ліворуч).

Для реконструкції кандидатів у Λ -гіперони відбиралися два протилежно заряджених добре реконструйованих треки з імпульсом понад 2 Гев/с. Вимагалось щоб ці треки були зареєстровані в усіх трекерних підсистемах, формували спільну вершину та давали інваріантну масу материнської частинки в інтервалі $1115,7 \pm 50 \text{ MeV}/c^2$; застосовано обмеження на прицільні параметри материнської та дочірніх частинок. У результаті відбору отримано спектри інваріантних мас кандидатів (рис. 2).

Кількість реконструйованих Λ -гіперонів (N) визначається площею під піком у спектрі інваріантних мас методом підгонки. Підгоночна функція вибрана у вигляді суми функції Гауса (сигнал) та полінома третього ступеня (фон). У кожному біні кінематичного діапазону проводиться аналогічна процедура оцінки сигналу у даних та симуляціях; визначається ефективність за допомогою симуляцій. Для вимірювання диференційного перерізу використовується формула:

$$\frac{d\sigma}{dp_T} = \frac{1}{\Delta p_T} \frac{N(p_T)}{\varepsilon_{total}(p_T) L Br}$$

де Δp_T – ширина біну за поперечним імпульсом Λ -гіперону, L – інтегральна світимість, Br – імовірність розпаду Λ -гіперону за каналом $\Lambda_s^0 \rightarrow p\pi^-$, ε_{total} – повна ефективність.

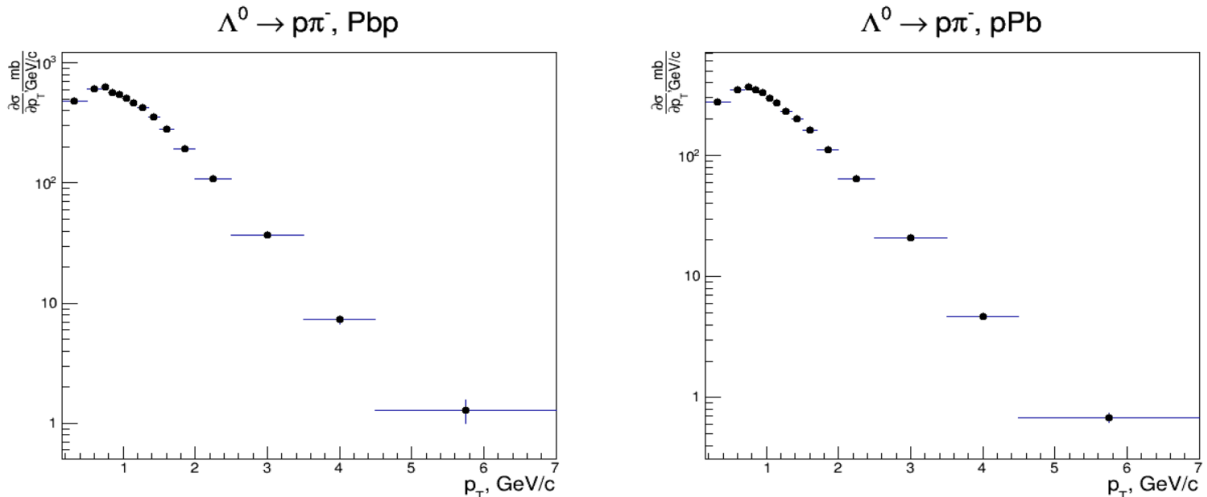


Рис. 3. Диференційні перерізи народження Λ Λ_s^0 -гіперонів у залежності від поперечного імпульсу p_T у pPb (права панель) та PbPb конфігураціях (ліва панель).

1. V. Khachatryan et al. [CMS collaboration]. Multiplicity and rapidity dependence of strange hadron production in pp, pPb, and PbPb collisions at the LHC. Phys. Lett. B 768 (2017) 103.
2. A.A. Alves et al. [LHCb collaboration]. The LHCb Detector at the LHC. JINST 3 (2008) S08005.

РОЗПОДІЛ e_0 -ЕЛЕКТРОНІВ ПО ЕНЕРГІЇ В НЕПЕРЕРВНОМУ СПЕКТРІ ЯК РЕЗУЛЬТАТ ЕФЕКТУ СТРУСУ

В. Т. Купряшкін, О. І. Феоктистов, Л. П. Сидоренко

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

В енергетичному спектрі електронів, що випромінюються з поверхні радіоактивних джерел або з поверхонь мішеней, при проходженні через них заряджених частинок, завжди спостерігається «пік нульової енергії», що являє собою розподіл випущених в вакуум електронів з максимальною інтенсивністю в районі ≤ 1 еВ, з напівшириною лінії близькою до $1 \text{ ч } 2$ еВ та падінням інтенсивності із зростанням енергії настільки швидким, що при енергії $15 \text{ ч } 20$ еВ нею можна знехтувати. Електрони, що утворюють пік нульової енергії, ми називаємо електронами близьконульової енергії і позначаємо їх як e_0 -електрони.

За нашими уявленнями причиною появи емісії e_0 -електронів є раптове виникнення електричного заряду поблизу поверхні, який приводить до раптового збурення електронів, що знаходяться на поверхні та вильоту їх у вакуум. Явище відоме як ефект струсу. Основною умовою появи струсу являється умова $\tau \ll \omega_{fi}^{-1}$, де τ – тривалість збудження, а ω_{fi} – частота переходу системи з початкового стану i стану в кінцевий стан f .

Теоретичний опис процесу появи e_0 -електронів впливає із розв'язку залежного від часу рівняння Шредінгера в першому наближенні теорії збурень з урахуванням швидкості виникнення збурення у порівнянні із швидкістю $\frac{c}{v}$, а також з урахуванням статистичного розподілу густини рівнів електронів в кінцевому стані неперервного спектра. Вихід e_0 -електронів з поверхні джерела або мішені при проходженні зарядженої частинки крізь мішень має вигляд

$$Y_{e_0}(E) = \frac{c}{v_p} \left(\frac{Ze^2}{r_a} \right)^2 \left| \int \Psi_f^* \Psi_i^{(0)} dq \right|^2 b \int_0^E \frac{\sqrt{EdE}}{(E + E_n)^2} = A \int_0^E \frac{\sqrt{EdE}}{(E + E_n)^2} = AF(E),$$

де $F(E)$ – розподіл струшуваних e_0 -електронів по енергії

$$F(E) = \int_0^E \frac{\sqrt{EdE}}{(E + E_n)^2} = \frac{1}{\sqrt{E_n}} \arctg \sqrt{\frac{E}{E_n}} - \frac{\sqrt{E}}{E + E_n}, F(0) = 0.$$

Тут E_n – енергія зв'язку електрона на поверхні мішені.

Вказана формула описує процес струсу як такий, що проходить за дві стадії. Першу стадію процесу представляють два перших співмножники перед матричним елементом. Вони залежать від тривалості взаємодії, величини заряду та густини e_0 -електронів на поверхні мішені. Друга стадія процесу, що представлена у формулі рештою членів, включно з матричним елементом, відноситься до імовірності переходу системи з початкового стану в кінцевий стан з урахуванням розподілу e_0 -електронів по енергії в неперервному спектрі. Вона не залежить від сорту частинок, що рухаються, хоч і не може проходити без першої стадії.

Одним із способів дослідження процесу випускання e_0 -електронів являється експериментальне визначення інтегрального енергетичного спектра методом вимірювання кривої затримки, коли між поверхнею джерела (або мішені) і детектором електронів подається затримуючий потенціал U , який пропускає на детектор тільки електрони з енергією $E > eU$.

Інтегральний спектр можна означити як

$$\begin{aligned} N_f(E) &= N_c(0) - N_c(E) = \eta An_p \left[\int_0^{E_{\max}} \frac{\sqrt{EdE}}{(E + E_n)^2} - \int_E^{E_{\max}} \frac{\sqrt{EdE}}{(E + E_n)^2} \right] = \\ &= \eta An_p \int_0^E \frac{\sqrt{EdE}}{(E + E_n)^2} = \eta An_p F(E). \end{aligned}$$

З цієї формули випливає, що максимальне значення піка e_0 -електронів $\left(\frac{dN}{dE}\right)_{\max} = 0,325A_I E_n^{-3/2}$, де

$A_I = \eta nA$. Воно знаходиться при $E = \frac{1}{3}E_n$. Напівширина піка на половині його висоти дорівнює

$\Delta_{1/2}\left(\frac{dN}{dE}\right)_{\max} = 1,9E_n$. Усі ці характеристики узгоджуються з експериментальними значеннями, під-

твержуючи правильність описання вильоту e_0 -електронів, як ефекту струсу. Проведені авторами вимірювання підтверджують це положення.

У роботі розглядався процес струсу e_0 -електронів тільки внаслідок раптової зміни заряду поблизу поверхні при радіоактивному розпаді або при бомбардуванні мішені зарядженими частинками. Однак, струс e_0 -електронів може проходити і в тих випадках, коли раптова зміна заряду настає внаслідок інших спонтанних чи вимушених процесів, що виникають поблизу поверхні. Різні види такої вторинної електронної емісії відрізняються один від одного своєю першою стадією збурення, але всі вони повинні мати однакову другу стадію, яка добре описується останньою із формул, де виліт e_0 -електронів з поверхні у вакуум і розподіл їх за енергією трактується як результат ефекту струсу.

МОДЕЛЮВАННЯ НОВОГО НЕЙТРОННОГО ФІЛЬТРА З ЕНЕРГІЄЮ 1,65 кеВ

В. А. Лібман, О. О. Грицай

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

До моделювання фільтра з середньою енергією 1,65 кеВ нас спонукали такі обставини. Відомо, що діапазон енергій від 0,2 до 10 кеВ є діапазоном розділених резонансів, і тому, чим детальніше ми зможемо дослідити цей діапазон, тим більше інформації про структуру атомних ядер можна здобути. У лабораторії нейтронної фізики ВДЯР ІЯД НАН України цей діапазон перекривався фільтрами 1,9, 2,0, 3,4, 5,6 та 7,4 кеВ [1], і дуже бажано було додати у цей діапазон ще хоча б одну енергію. Моделювання цього фільтра виконувалося за допомогою програми *Filter*, версія 7 [2].

За основу складу цього нового фільтра був узятий фільтр ФПН-2к з середньою енергією 1,9 кеВ, який було модифіковано за допомогою ізотопу селена-80. На рис. 1 наведено основну лінію фільтра ФПН-2к та повний нейтронний переріз селена-80, розрахований за даними БОЯД ENDF/B-VIII.0. У повному перерізі селена-80 присутній досить глибокий (приблизно до 35 мб) інтерференційний мінімум при енергії 1,62 кеВ та досить інтенсивний максимум (~ 1337 б) при енергії 1,97 кеВ.

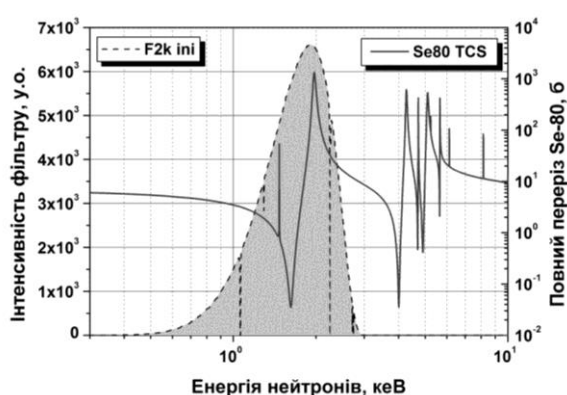


Рис. 1. Основна лінія фільтра ФПН-2к та повний переріз ^{80}Se .

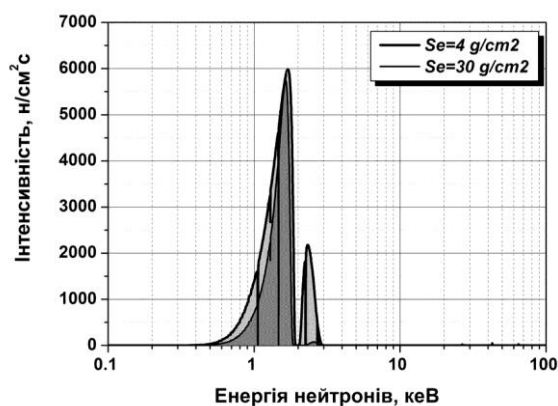


Рис. 2. Спектри нового фільтра ФПН-1к65 для 4 г/см² та 30 г/см² товщин ^{80}Se .

Якщо до фільтра ФПН-2к додати певну кількість ^{80}Se , основна лінія фільтра посунеться ліворуч у бік менших енергій, тобто можливо одержати новий, більш «м'який» фільтр. Необхідна кількість ^{80}Se підбиралася виходячи з умови максимально можливого потоку нейтронів на виході фільтра при мінімальній його «забрудненості», тобто мінімальній інтенсивності «домішкових» ліній. Розрахунки проводились для таких кількостей ^{80}Se : 4, 8, 12, 20 та 30 г/см². На рис. 2 та 3 показано спектри після фільтрів для початкового (4 г/см²) та остаточного (30 г/см²) варіантів.

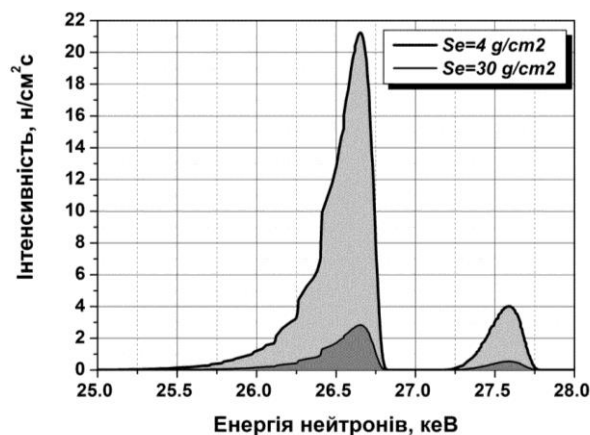
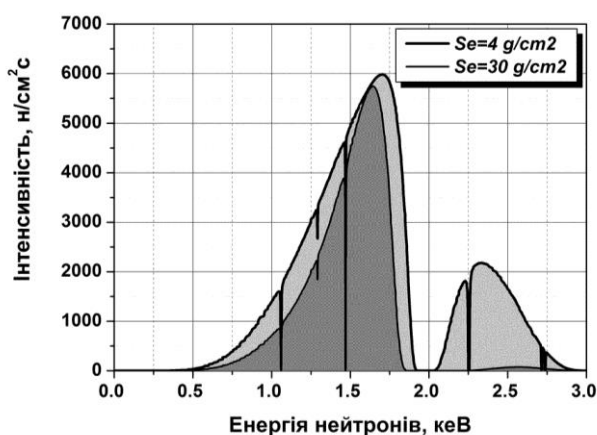


Рис. 3. Співвідношення інтенсивностей основної та першої домішкової лінії (ліворуч) та другої групи домішкових ліній (праворуч) для початкового (4 г/см²) та остаточного (30 г/см²) варіантів фільтра ФПН-1к65.

Новий фільтр має такі параметри:

- середня енергія 1,65 кеВ;
- напівширина основної лінії 0,4 кеВ;
- чистота основної лінії 97 %;
- очікувана щільність потоку нейтронів $2,6 \cdot 10^6 \text{ н} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$.

Тобто фільтр вийшов достатньо вузький, але досить «чистий». Щільність потоку нейтронів теж не дуже висока, але достатня для проведення експериментів з визначення як повних перерізів взаємодії нейтронів з ядрами різних ізотопів, так і перерізів захоплення нейтронів ядрами.

У спектрі фільтра присутні чотири групи домішкових ліній в діапазонах енергій $2 \div 3$, $25 \div 28$, $38 \div 43$ та $46 \div 66$ кеВ. Співвідношення основної та домішкових ліній для початкового (4 г/см^2) та остаточного (30 г/см^2) варіантів фільтра показано на рис. 3. Збільшення товщини ^{80}Se з 4 г/см^2 до 30 г/см^2 дало змогу зменшити внески домішкових ліній з 20 до 1 % для першої домішкової лінії (2,6 кеВ) та з 0,17 до 0,04 % для решти домішкових ліній (26, 43 та 65 кеВ).

1. Neutron filtered beam technique at the Kyiv research reactor (KRR) – http://www.stcu.int/documents/reports/distribution/tpf/Nuclear_Energy/TPF/SI_4_06eng1%2028.pdf
2. FILTER7 – <http://ukrndc.kinr.kiev.ua/FILTER-7.html>
3. ENDF/B-VII.0 – http://ukrndc.kinr.kiev.ua/DATA/ENDF-7_0/ZA034080

ЗБУДЖЕННЯ ^{137m}Ba В РЕАКЦІЇ (γ, γ')

В. М. Мазур, З. М. Біган, П. С. Деречкей, Г. Ф. Пітченко

Інститут електронної фізики НАН України, Ужгород, Україна

Розсіювання гамма-квантів атомними ядрами зв'язане з основними проблемами ядерної фізики: структурою ядра і механізмами його збудження. Цими обставинами значною мірою і визначається постійний інтерес дослідників до даної проблеми [1].

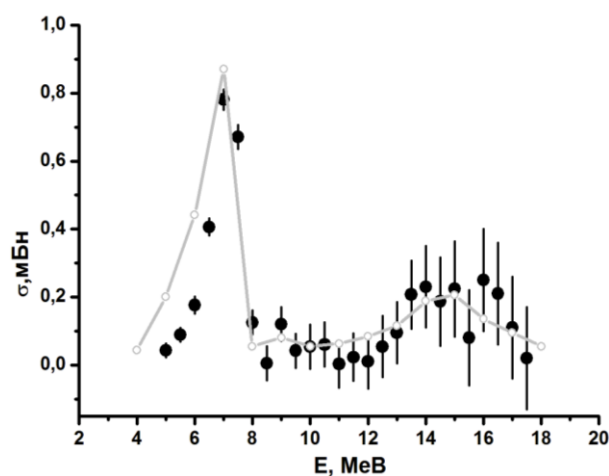
В останній час помітно зріс інтерес до вивчення збудження ізомерних станів ядер в реакціях (γ, γ') , як з точки зору механізмів збудження їх та уточнення перерізів реакцій (γ, γ') , так і з метою прикладного використання їх [1 - 4]. Розсіювання гамма-квантів атомними ядрами є універсальним процесом, що відбувається на всіх ядрах і при всіх енергіях. Ізомерні ядерні рівні збуджуються при непружному розсіюванні фотонів.

Дана робота присвячена експериментальному і теоретичному дослідженням перерізу збудження ізомерного стану ядра ^{137}Ba в реакції $^{137}\text{Ba}(\gamma, \gamma')^{137m}\text{Ba}$ в області E1-гігантського резонансу.

Робота виконувалася на пучку гальмівних гамма-квантів мікротрону М-30 ІЕФ НАН України в області енергій 4 - 17 МеВ. Розкид енергій прискорених електронів становив $\pm (5 - 20)\Omega$ кеВ [5], Тут $\Omega = H/H_0$, де H – величина провідного магнітного поля мікротрона, H_0 – циклотронне поле. Зміна енергії прискорених електронів здійснювалась двома методами: у широких межах – зміною числа орбіт, які проходять електрони, тобто зміною числа хвильоводних вставок і в малих межах – зміною величини провідного магнітного поля і відповідною зміною величини прискорювального потенціалу в резонаторі. Індукція магнітного поля вимірювалась методом ядерного магнітного резонансу, при цьому похибка виміру не перевищувала $\pm 0,1\%$. Пучок прискорених електронів, що виводився з прискорювача, падав на танталову гальмівну мішень товщиною 0,5 мм. Для контролю електронного пучка використовувався монітор вторинної емісії, розташований безпосередньо перед вікном виводу пучка з мікротрону. Гальмівний пучок формувався залізним коліматором товщиною 30 см. Для очищення γ -пучка від електронів використовувався графітовий поглинач товщиною 7 см.

Використовувалася активаційна методика. Вимірювання зводилося до такої процедури: в момент установки дослідного зразка в пучок одночасно включалася реєстрація інтенсивності гамма-випромінювання, що пройшло через дослідну мішень. Після встановленого часу опромінення зразок доставлявся транспортним пристроєм у вимірювальний блок на гамма-спектрометр. Ідентифікація заселеності ізомерних рівнів ^{137}Ba здійснювалась по лінії з енергією 0,661 МеВ.

Вимірювання виходу реакції $^{137}\text{Ba}(\gamma, \gamma')^{137m}\text{Ba}$ проводилися з кроком 0,5 МеВ. Експериментальна крива була використана для розрахунку перерізу $\sigma(E)$ реакції $(\gamma, \gamma')^m$. Обчислення проводилося методом Пенфолда - Лісса з кроком $\Delta E = 1$ МеВ. Одержаний переріз реакції $^{137}\text{Ba}(\gamma, \gamma')^{137m}\text{Ba}$ наведений чорними точками на рисунку. Вказані на рисунку похибки стандартні.



Порівняння експериментального і теоретичного перерізів у реакції $^{137}\text{Ba}(\gamma, \gamma')^{137m}\text{Ba}$.

Як видно з рисунка переріз реакції $^{137}\text{Ba}(\gamma, \gamma')^{137m}\text{Ba}$ в інтервалі енергій гамма-квантів 5 - 18 МеВ має двогорбий характер. Перший максимум при енергії 7,0 МеВ досягає $0,78 \pm 0,04$ мБ, другий – широкий максимум при енергії $\sim 15,0$ МеВ становить $0,22 \pm 0,01$ мБ. Перший максимум у перерізі збігається з порогом реакції (γ, n) на ядрі ^{138}Ba . Він формується з одного боку загальним ростом перерізу фотопоглинання в області 5 - 7 МеВ обумовленого гігантським дипольним резонансом і з другого – спадом перерізу розсіювання вище 7 МеВ, викликаного конкуренцією каналів непружного розсіювання гамма-квантів і (γ, n) реакції. Другий максимум скоріш за все зв'язаний з загальним ростом перерізу фотопоглинання σ_{tot} в

області максимуму гігантського E1-резонансу і відповідно з загальним ростом повного перерізу розсіювання гамма-квантів на ядрі ^{137}Ba в цій області енергій.

З метою порівняння одержаних експериментальних даних з теоретичними розрахунками в досліджуваному інтервалі енергій проведено розрахунки повних перерізів розсіювання гамма-квантів на ізотопі ^{137}Ba по програмі TALYS-1.9 [6]. Програма TALYS – зібраний в одному коді пакет сучасних моделей, що описують процес ядерних реакцій. Ці розрахунки були доповнені обчисленнями ізомерних відношень в рамках статистичного підходу [7]. На рисунку суцільною лінією наведено результат теоретичного розрахунку перерізу збудження ізомерного стану в реакції $^{137}\text{Ba}(\gamma, \gamma')^{137m}\text{Ba}$. Видно, що він задовільно узгоджується з експериментальними даними як в інтервалі 5 - 8 MeV, так і в області 15 - 16 MeV, тобто в області максимуму гігантського дипольного резонансу. Таке узгодження скоріш за все свідчить про домінування статистичного механізму в досліджуваній реакції.

1. Ю.Г. Гангрский, В.М. Мазур. Рассеяние γ -квантов ядрами. ФЭЧАЯ 33(1) (2002) 158.
2. M. Versteegen et al. Low-energy modification of the γ -strength function of the odd-even nucleus ^{115}In . Phys. Rev. C 94 (2016) 044325.
3. L.Z. Dzhilavyan. Cross section for the reaction $^{115}\text{In}(\gamma, \gamma')^{115m}\text{In}$ in the region of the E1 giant resonance., Phys. Atom. Nucl. 78 (2015) 624.
4. M. Versteegen et al. Effective photoexcitation cross-section of $^{115}\text{In}(\gamma, \gamma')^{115m}\text{In}$ from photoactivation data. EPJ Web of Conferences 122 (2016) 03001.
5. S.P. Kapica, V.N. Melekhin. *The Microtron* (London, Harwood Academic, 1978).
6. A.J. Koning, S. Hilarie, M.C. Duijvestijn. TALYS: Comprehensive nuclear reaction modelling. In: Proc. of the Conf. on Nucl. Data for Science and Technology ND, France, 22 - 27 April 2007 (2007) p. 211.
7. З.М. Биган и др. Изомерные отношения в реакциях (γ, γ') на тяжелых деформированных ядрах ^{167}Er , ^{179}Hf , ^{183}W . Препринт Ин-та ядерных исслед. АН Украины. КИЯИ-85-15 (Киев, 1985).

ПРО МОЖЛИВІСТЬ РЕКОНСТРУКЦІ ЕНЕРГЕТИЧНОГО СПЕКТРА ІНТЕНСИВНИХ ПУЧКІВ ЕЛЕКТРОНІВ ДЛЯ РАДІАЦІЙНОЇ МЕДИЦИНИ

В. Маслюк, М. Романюк, Й. Гайніш, О. Турховський, І. Мегела, Г. Пітченко

Інститут електронної фізики, НАН України, Ужгород, Україна

Добре відомо, що променева терапія є одним з основних методів лікування раку і реалізується для більш ніж 75 % пацієнтів. Значною мірою успіх променевої медицини залежить від вибору та реалізації оптимальних умов терапевтичного опромінення, що, в свою чергу, пов'язане з обладнанням та методичними можливостями контролю фізико-технічних параметрів. Електронне опромінення - одне з найпоширеніших терапевтичних застосувань, а медичні прискорювачі електронів відносно прості у виробництві та експлуатації. Стандарт МАГАТЕ TRS-398 регулює використання їх по методах визначення енергії пучка електронів, дози опромінення та її локалізації. Один такий прискорювач може бути використаним для генерації пучків електронів/гамма-випромінювання різної енергії (4 - 21 MeV) та інтенсивності. Значною перевагою використання у терапевтичних цілях електронних пучків перед гамма-опроміненням – різкий спад дози опромінення в останню третину пробігу, що дає змогу уникнути опромінення глибших здорових тканин людини.

Останнім часом в ядерній медицині спостерігається тенденція до вдосконалення дозиметричного планування, зокрема, просторової топології та локалізації поглиненої дози для людини. Натепер такі проблеми вирішуються або чисельного моделюванням моноенергетичних пучків електронів, або з використанням однорідних водних фантомів, використовуючи електронні пучки з реальним спектром. Остання методика є кошовною, потребує спеціальної підготовки персоналу і не може бути включена у рутинну клінічну практику. Дані ж про енергетичні характеристики інтенсивних пучків ядерних частинок є важливими для практичних задач дозиметрії. Для багатьох застосувань, таких як медична радіологія та радіаційні випробування, така інформація дає змогу суттєво оптимізувати режими радіаційної обробки. Однак прямі методи встановлення цих характеристик вимагають використання громіздких магнітних сепараторів, умов високого вакууму, спеціального колімування, що приводить до деформації енергетичного спектра ядерних частинок. Більш перспективним є метод імітаційного моделювання, який дає змогу відновлювати реальний спектр енергії на площині опромінення. Такі непрямі методи широко застосовуються, наприклад, шляхом вивчення проходження їх, $R(d)$, по глибині речовини, d , зазвичай через водний фантом, або алюміній, Al. Проте по залежностях $R = R(d)$ можна встановити лише один параметр: імовірну енергією E_p їхнього пучка. Така методика не дає змоги встановити структуру його енергетичного спектра, що ускладнює планування радіаційного експерименту, проведення дозиметричних оцінок, особливо, для задач ядерної медицини.

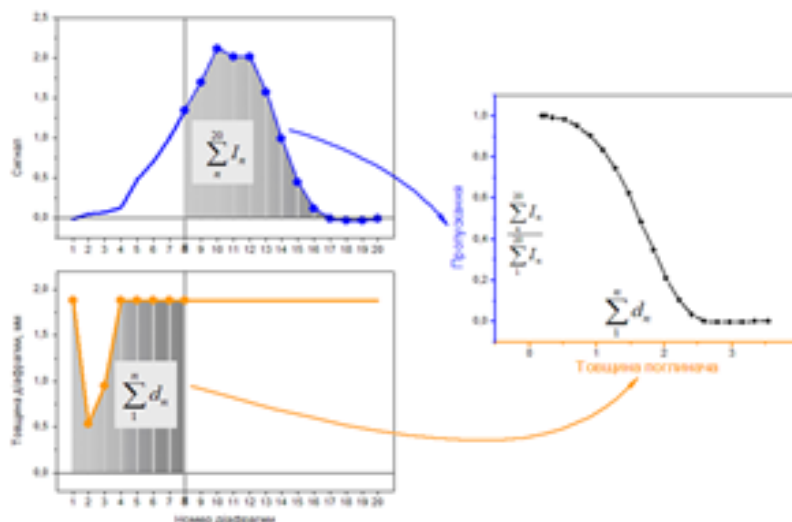


Рис. 1 Формування залежності $R(d)$ шляхом встановлення розподілу струму по діафрагмах залежно від товщини системи поглиначів із алюмінієвих діафрагм пристрою EnerScan.

У даній роботі представлені результати розробки та виготовлення пристрою EnerScan для встановлення характеристик енергетичного спектра електронного пучка мікротрону М-30 (1 - 25 MeV) методом поглинання [1]. Пристрій (рис. 1) використовує набір з 20 поглиначів алюмінію товщиною

0,2 - 1,88 мм і діаметром 80 мм; 4-канальний блок WAD-AIK-BUS, який містить 4 гальванічно-розділені аналого-цифрові перетворювач (АЦП); покроковий шукач ШИ-17-4 як комутатор; програму для управління, збору та обробки даних для обчислення параметрів спектра енергії електронів в алюмінієвих поглиначах. За умови, що розподіл Гауса може описувати початковий спектр електронного пучка, методика дає змогу встановити не тільки найбільш ймовірну енергію електронного пучка, E_0 , але й дисперсію, що істотно покращує дозиметрію випромінювання.

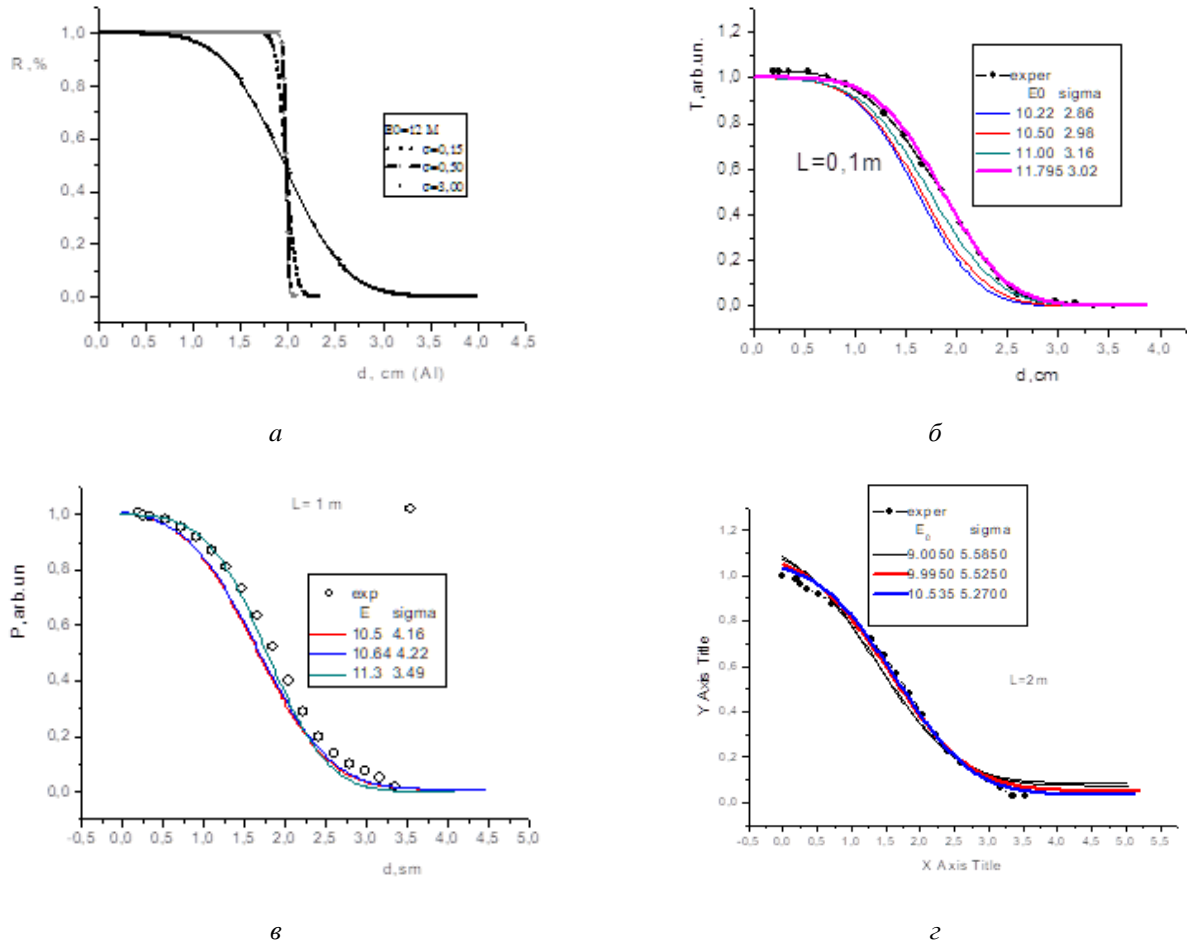


Рис. 2 Експериментальні та теоретичні дані залежностей $R = R(d)$ для поглинача Al: *a* – гіпотетичні дані для пучка N електронів з енергією 12 MeV і різною дисперсією; *б* – інтерполяція залежності $R(d)$ на відстань 0,1 м від вихідного вікна; *в* – на відстані 1 м; *г* – на відстані 2 м від вихідного вікна М-30.

Уперше представлено результати відтворення енергетичного спектра електронного пучка мікрона М-30, який є магнітним сепаратором і генерує майже моноенергетичні частинки. Для задач моделювання було використано експериментальні залежності $R = R(d)$ для поглинача Al, отриманого на вузлі виходу пучка електронів М-30, а також на різних відстанях і при розсіюванні на металевих конструкціях. Останній варіант моделює деформацію спектра при колімації електронного пучка медичних прискорювачів в терапевтичних процедурах. Модель включає вихідний пучок прискорених електронів, число, N , спектр енергії якого можна описати розподілом Гауса зі значеннями енергії E_0 та дисперсією пучка, σ . Гармонізація теоретичних та експериментальних залежностей $R = R(d)$ здійснюється шляхом ітеративної процедури при варіації параметрів спектра електронно-променевої моделі. Напівемпіричні формули залежності діапазону електронів з енергією E від товщини Al згідно з ISO/ASTM 51649: 2005 (E) можуть бути використані для оцінки потоку електронів у середовищі, яке можна застосувати для енергії діапазон від 300 KeV до 25 MeV. На рис. 2 представлено дані екстраполяції залежності $R = R(d)$ електронного пучка М-30 з енергією 12 MeV за запропонованою ітеративною методикою. Отримані результати вказують на необхідність розробки стандартів для адаптації результатів ітеративних процедур для впровадженню їх у практику променевої терапії.

1. М. Romanyuk et al. In: Proc. XV Conf. High Ener. & Nucl. Phys., Kharkiv, Ukraine, March 21 - 24, 2017) p. 29.

КОЛЬОРОВА СТАТИСТИКА ДЛЯ ЯДЕРНОЇ МАТЕРІЇ: ЯК ЦЕ ПРАЦЮЄ?

В. Маслюк, О. Парлаг, М. Романюк

Інститут електронної фізики, НАН України, Ужгород, Україна

Добре відома важливість вивчення природи утворення, стабільності та перетворення атомних ядер для розуміння фундаментальних основ будови речовини [1]. Так, результатом таких перетворень є масово/зарядові спектри уламків поділу (МЗСУП) ядер. Одно-, дво-, чи три горба топологія МЗСУП як макроскопічна характеристика визначається мікроскопічними параметрами стійкості ядерної речовини: квантовими ефектами, природою ядерних сил. Наявні теоретичні підходи для опису виходу уламків поділу та МЗСУП їх, як правило, використовують різні варіанти моделі рідкої краплини. Такі підходи становлять основу доподільного наближення: закономірності утворення ядер-уламків обумовлені процесами, що передують поділу ядра. У роботах [2 - 8] запропоновано новий підхід – після-подільне наближення, коли МЗСУП встановлюються із умови упорядкування ансамблю 2-х уламкових кластерів, що утворився після поділу ядра. Застосування термодинамічного методу для дослідження упорядкування ядерних систем вимагає спеціального обґрунтування: ядра є малими системами із стохастичним розмиттям їхніх термодинамічних параметрів - температури, T , тиску, P ; подільне ядро з атомною масою A_0 та зарядом Z_0 відіграє роль термостата, важливого для ансамблю уламків поділу. Проблемою є не адитивність енергії зв'язку ядра по числу їхніх протонів та нейтронів, енергії зв'язку нуклонів є різними для різних фрагментів поділу, що потребує введення нової статистики, названою нами кольоровою. Її назва відображає потребу використання комбінаторики кольорових кульок для врахування вказаної нееквівалентності нуклонів [2]. Кольорова статистика може бути використана для задач термодинамічного впорядкування ядер-уламків поділу, що утворюють після подільний ансамбль. Більше того, теорія, заснована на кольоровій статистиці, може пояснити перетворення МЗСУП після пост-подільної емісії ядерних частинок, нейтронів, чи β^\pm .

Для побудови ансамблю, 2-х уламкових кластерів використовується 2-х урнава модель, де для i -го ядерного кластеру числа нейтронів ($N_{n,i}^{(j)}$), протонів ($N_{p,i}^{(j)}$) у j -му фрагменті, $j = 1, 2$ мають задовольняти умовам збереження:

$$\sum_{j=1,2} N_{p,i}^{(j)} + N_{n,i}^{(j)} + n_i = A_0, \quad \sum_{j=1,2} N_{p,i}^{(j)} + m_i = Z_0. \quad (1)$$

Тут n_i/m_i , відповідно, число емітованих нейтронів та бета-частинок. Теорія дає змогу розширити кількість ансамблів, кожен з яких може бути складений з фрагментів поділу, утворених після емісії ланцюгів ядерних частинок різної величини і може досліджувати пост-подільну еволюцію МЗСУП. Умови його термодинамічної рівноваги встановлюються із мінімуму потенціалу Гіббса $G = U - TS + PV$, де U внутрішня енергія, яка визначається через спектр $\{\epsilon_i\}$ енергії зв'язку 2-х ядер-уламків i -го кластеру. Будемо розглядати після подільні ансамблі як ансамблі постійного тиску, $PV = P \cdot A_0 \cdot \Delta v$, Δv – елементарний об'єм нуклона в ядрі [9], $P \cdot \Delta v$ порядку величини T для ядра-термостата [3]. Кольорова статистика може бути використана для задач термодинамічного впорядкування ядер-уламків поділу, що утворюють після подільний ансамбль. Більше того, теорія, заснована на кольоровій статистиці, може пояснити перетворення МЗСУП після пост-подільної емісії ядерних частинок, нейтронів, чи β^\pm . Конфігураційна ентропія S обчислюється через w_i , виродження станів i -го кластеру з енергією ϵ_i . Для i -го ядерного кластера $S_{\{i\}} = \ln(w_i)$, де:

$$w_i = A_0! K(n_j) / \left(\prod_{j=1,p} (N_p^{(j)}! N_n^{(j)} n_j!) \right). \quad (2)$$

Фактор $K(n_j)$ враховує статистичну тотожність нейтронів поділу $K(n_j) = 1 / \left(\prod_{j=1,2} n_j! \right)$,

$\prod_{j=1,2} x_j! = x_1! x_2!$. Такий підхід дає змогу обчислити ймовірність реалізації (виходу) ядерних кластерів

i -го сорту через функцію $\exp(-G_i/T)$. Наступним кроком є знаходження функцій розподілу $F(A_i)/F(Z_i)$ окремих ядер-уламків з масою (A_i)/зарядом (Z_i), що і вимірюються на експерименті по МЗСУП. Слід зазначити, що цей статистичний метод не містить підгоночних параметрів: T визначається по

спектрах випаровування нейтронів/протонів поділу, спектр $\{\epsilon_i\}$ встановлюються через відомі систематики [10].

Після-подільне наближення може описати різні ефекти, пов'язані з поділом ядер: ізобарні спектри Kr, Xe, Rh, Rn при поділі U, Np, Pu, Th [5]; функцію активності нейтронів [2], МЗСУП як для легких, так і надважких ядер [6, 7]. Інші приклади використання теорії наведені на рис. 1 та 2.

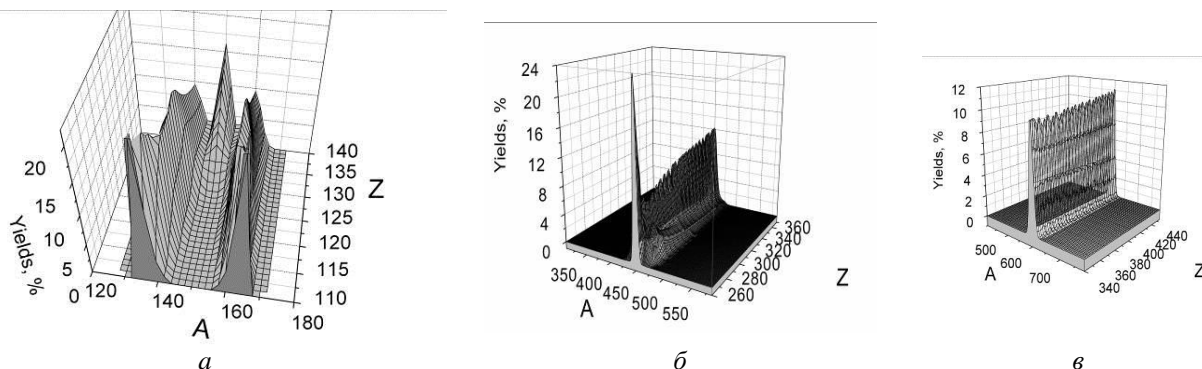


Рис. 1 Мас-спектри фрагментів поділу гіпотетичних ядер з масовими числами: $a - A = 300$, $b - A = 900$, $c - A = 1200$ [4].

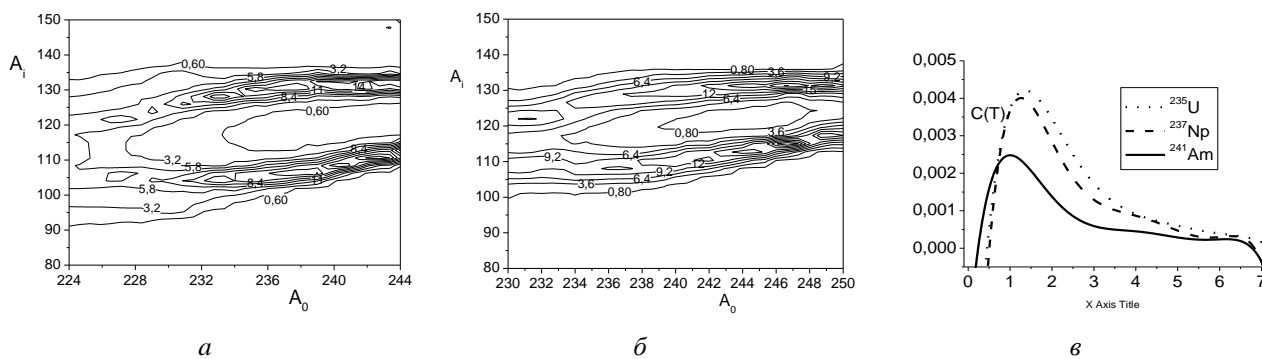


Рис. 2. Мас-спектри фрагментів поділу: $a - {}^{231-249}\text{Am}$; $b - {}^{224-244}\text{Np}$; v – теплоємності (Т), див. [8] для ізотопів ${}^{235}\text{U}$, ${}^{237}\text{Np}$, ${}^{241}\text{Am}$.

1. V. Denisov, V. Plujko. *Problems of Nuclear Physics and Nuclear Reactions* (Kyiv, 2013) 430 p.
2. V. Maslyuk. *Ukr. Fiz. Zh.* 41(11-12) (1996) 1029.
3. V. Maslyuk et al. *Intern. J. Phys* 6(1-2) (2000) 1.
4. V. Maslyuk. In: *Pros. of the 4-th Intern Conf. "Current Problems in Nucl. Phys. and At. Energy"*, Kyiv, Ukraine, Sept. 3 - 7, 2012 (Kyiv, 2013) p. 308.
5. V. Maslyuk et al. *Phys. Part. Nuclei Lett.* 4(1) (2007) 46.
6. V. Maslyuk et al. *Nucl. Phys. A* 955 (2016) 79.
7. V. Maslyuk et al. *EPL* 119 (2017) 12001.
8. V. Maslyuk et al. *Phys. Rev. C* 98 (2018) 064608.
9. O.G. Sitenko, V.K. Tartakovsky. *Theory of Nucleus* (Kyiv, Lybid', 2000) 607 p. (Rus)

РОЗРОБКА ЗВАРЕНОЇ КОНСТРУКЦІЇ МІШЕНІ ДЛЯ ОТРИМАННЯ ІЗОТОПУ ^{22}Na ПРИ ОПРОМІНЕННІ ВНУТРІШНІМ ПУЧКОМ ПРОТОНІВ ЦИКЛОТРОНА У-240

**Л. В. Михайлов¹, Л. Г. Макаренко¹, А. І. Піскар'юв¹, Ю. В. Фальченко²,
Л. В. Петрушинець², В. Є. Федорчук²**

¹ Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

² Інститут електрозварювання ім. Є. О. Патона НАН України, Київ, Україна

Ізохронний циклотрон У-240 ІЯД НАН України – єдиний діючий прискорювач, який перекриває необхідний діапазон енергій і на якому можна здійснювати напрацювання практично усіх циклотронних радіонуклідів, які широко застосовуються в народному господарстві та ядерній медицині. На циклотроні У-240 інтенсивність внутрішнього пучка протонів може досягати 100 та більше мікроампер. Така інтенсивність пучка протонів дає змогу ефективно напрацьовувати багато різних циклотронних радіонуклідів. Складність полягає в розробці мішеневих пристроїв, які б працювали в екстремальних умовах теплових і радіаційних навантажень в обмеженому просторі прискорювальної камери циклотрона та спроможних протягом всього часу опромінення (до кількох діб) витримувати без руйнації ці навантаження. Для напрацювання циклотронних радіонуклідів було застосовано розроблену установку для опромінювання мішеней внутрішнім пучком циклотрона [1].

Для напрацювання радіонуклідів ^{22}N з ядерної реакції $^{24}\text{Mg}(p, ^3\text{He})^{22}\text{Na}$ була сконструйована зварна мішень. ^{22}N виділявся після опромінення методами радіаційної хімії. Мішень складається з опромінюваної протонами смужки магнію (99,9 %) привареної до охолоджуваного водою корпусу зі сплаву алюмінію. У роботі вперше успішно застосований розроблена метод зварювання магнію з алюмінієм. Був застосований метод дифузійного зварювання чистого магнію МГ1 зі сплавом алюмінію (Д16, система Al-Cu-Mg) що проводили в умовах вакууму.

Сконструйована зварна мішень дасть змогу робити напрацювання радіонуклідів ^{22}N в екстремальних умовах теплових і радіаційних навантажень в обмеженому просторі прискорювальної камери циклотрона та спроможна протягом всього часу опромінення (до кількох годин) витримувати без руйнації ці навантаження.

1. Л.В. Михайлов та ін. Ядерна фізика та енергетика 17(4) (2016) 425.
2. Г.К. Харченко и др. Диффузионная сварка в вакууме хрома с медью. Автоматическая сварка 7 (2002) 41.

ХАРАКТЕРИЗАЦІЯ ТА РАДІАЦІЙНА СТІЙКІСТЬ КРЕМНІЄВИХ МІКРОСТРІПОВИХ СЕНСОРІВ ДЛЯ ТРЕКОВОЇ СИСТЕМИ ЕКСПЕРИМЕНТУ СВМ

Є. Л. Момот, В. М. Пугач

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

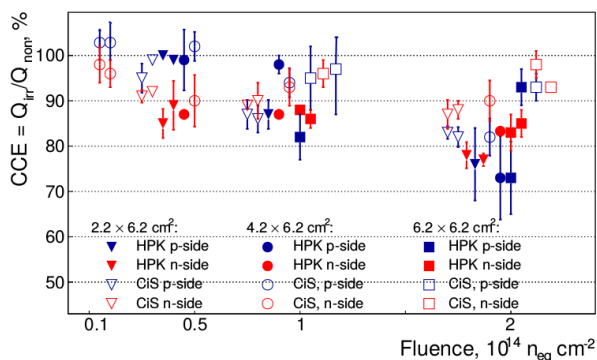
Майбутній СВМ (Compressed Baryonic Matter) експеримент націлено на дослідження фізики стисненої баріонної матерії. В експериментальній програмі передбачено вивчення рідкісних явищ, зокрема, розпаду ряду дивних баріонів. Очікується, що рідкісні проби будуть вивчені з високою точністю, незважаючи на дуже низьку ймовірність подій, завдяки реалізації високої частоти (до 10 МГц) ядерних взаємодій та реконструкції фізичних подій в реальному часі в без тригерному режимі [1].

Експеримент СВМ (Compressed Barionic Matter) будується в Інституті важких іонів GSI/FAIR (м. Дармштадт, Німеччина). Через складну топологію багатьох спостережуваних величин не можна застосовувати апаратний тригер, а дані повинні аналізуватися в режимі онлайн, щоб відфільтрувати цікаві події [1]. Ця стратегія вимагає високої грануляції зчитувальних каналів, високої толерантності до радіаційного навантаження для вершинних та трекових систем, потокової зчитувальної електроніки, яка надає часові мітки всім сигналам детектора, високопродуктивний обчислювальний центр та високошвидкісні алгоритми обчислення.

Основним детектором експерименту СВМ є Кремнієва Трекова Система (STS) [2], головним завданням якої є забезпечення реконструкції треку та визначення імпульсу заряджених частинок, що виникають в результаті взаємодії пучка протонів, прискорених до енергії 10-40 ГеВ з ядрами мішені. Для виконання цих завдань STS буде розташований всередині надпровідного дипольного магніту з напруженістю магнітним поля 1 Тм, що забезпечує вимірювання імпульсу заряджених частинок при таких енергіях.

STS має забезпечити вимір треків до 800 заряджених частинок за зіткнення з ефективністю понад 95 % та роздільною здатністю по імпульсу ~ 2 %. Щоб гарантувати необхідну продуктивність протягом повного терміну експлуатації СВМ, система детекторів повинна мати мінімальну масу матеріалу, застосувати високу деталізацію зчитувальних каналів, високе співвідношення сигнал / шум (SNR) та високу толерантність до радіаційного навантаження. У результаті оптимізаційних досліджень STS складається з кремнієвих двосторонніх міккостріпових сенсорів з товщиною близько 300 мкм, які повинні забезпечити коефіцієнт SNR більше 10 навіть після опромінювання за очікуваний час виконання експерименту (флюенс близько 10^{14} 1 MeV $n_{\text{екв}}$ cm^{-2}).

Ця робота присвячена характеристиці двосторонніх кремнієвих міккостріпових сенсорів з акцентом на дослідженні їхньої радіаційної стійкості. Різні прототипи двосторонніх кремнієвих сенсорів, вироблених двома постачальниками, були опромінені 23 MeV-протонами аж до подвійного часу життя для експерименту СВМ (фленс $2 \cdot 10^{14}$ 1 MeV $n_{\text{екв}}$ cm^{-2}). Характеризовано властивості сенсорів до та після опромінення. Було встановлено, що після опромінення подвійним флюенсом, струм збільшився в 1000 разів, що призводить до суттєвого зростання шуму детектора.



Ефективність збору заряду як функція флюенса для всіх досліджуваних прототипів сенсорів STS від двох постачальників різних розмірів р- та n-сторони. Точки, що відповідають одному і тому ж флюенсу, розподілені горизонтально для ілюстрації.

Ефективність збору заряду як функція флюенса для різних розмірів $62 \times 22 \text{ mm}^2$, $62 \times 42 \text{ mm}^2$, $62 \times 62 \text{ mm}^2$ обох постачальників, опромінені до подвійного флюенса, проілюстрована на рисунку. Символи синього кольору – збір заряду з боку р-сторони, червоний колір – для n-сторони. Пусті маркери використовуються для сенсорів виробництва CiS (Німеччина), заповнені маркери — НПК (Японія).

Відповідно до реалістичної моделі детектора [4], при зниженні ефективності збору заряду до 80 - 90 % та очікуваному підвищенні рівня шуму внаслідок опромінення, детекторна система STS відповідає вимогам щодо ефективності реєстрації треків та визначення імпульсу заряджених частинок.

У результаті досліджень, проведених у цій роботі, було підтверджено радіаційну стійкість кремнієвих двосторонніх мікροстріпових сенсорів, розроблених для експерименту CBM. Це дало змогу розпочати тендерний процес на масове виробництво сенсорів в промисловості, що є важливим кроком до побудови детектора в найближчі роки.

1. *The CBM physics book: Compressed Baryonic Matter in Laboratory Experiments* Ed. by B. Friman et al. (Springer, 2011).
2. *Technical Design Report for the CBM Silicon Tracking System (STS)*. Ed. by J. Heuser et al. (Darmstadt, GSI, 2013).
3. I. Momot. *Characterization and Radiation Hardness Studies of the Silicon Microstrip Sensors for the CBM Experiment*. PhD thesis (Frankfurt, Johann Wolfgang Goethe-Universität, 2019).
4. H. Malygina. *Hit Reconstruction for the Silicon Tracking System of the CBM Experiment*. PhD thesis (Frankfurt, Johann Wolfgang Goethe-Universität, 2018).

ОСОБЛИВОСТІ ЯДЕРНОГО ДАТУВАННЯ ГІРСЬКИХ ПОРІД ТА ҐРУНТІВ З ВИКОРИСТАННЯМ СТАНДАРТНИХ МНОЖИН НУКЛІДІВ

О. М. Поп, В. Т. Маслюк

Інститут електронної фізики НАН України, Ужгород, Україна

Відомо, що природний радіаційний фон формується різними радіоактивними ізотопами, їхнім співвідношенням. Рівні наземної радіації розподіляються нерівномірно по поверхні Землі і залежать від складу й концентрації радіоактивних ізотопів природних рядів U, Th та Np у земній корі. Вміст та співвідношення вказаних ізотопів та їхніх хімічних елементів є важливими для радіаційної ідентифікації / паспортизації території через співвідношення базових компонент уран / торієвих рядів та, наприклад, ^{40}K . Використання таких методик є важливим фактором для просторової локалізації не радіоактивних об'єктів, зразків довілля (ґрунти, намули, скелі).

На сьогодні, природні ряди розпаду та їхні дочірні ізотопи широко використовують як геохімічні трасери, природні маркери різноманітних процесів навколишнього середовища. Вивчення особливостей радіоактивного розпаду та вмісту у досліджуваних зразках певних ізотопів становить основу також методів ядерного датування [1]. При цьому цікавими об'єктами для дослідження є гірські породи та ґрунт, які визначають природний радіаційний фон території.

Ґрунт, як відомо, представляє собою поверхневий шар землі, який виник тоді, коли материнська порода вийшла на поверхню землі і стала піддаватися процесам ґрунтоутворення. Згідно з літературними даними, протягом четвертинного періоду, який прийшов на зміну третинному 3,5 млн. років тому, поверхня Землі переживала бурхливу історію. Льодовики змінювали рельєф і гідрологію суші, відбувалися виверження вулканів, здіймалися та руйнувалися гори, морські узбережжя в одних районах піднімалися, в інших – занурювалися, виникали водно-аккумулятивні рівнини, змінювався клімат, фауна та флора. З'явилася людина, роль якої надзвичайно посилилася до теперішнього часу. Звичайно, що в цих умовах лише порівняно деякі місця суші могли зберегти древній ґрунт. Цим пояснює те, що сучасний ґрунтовий покрив на більшій частині планети відносно молодий.

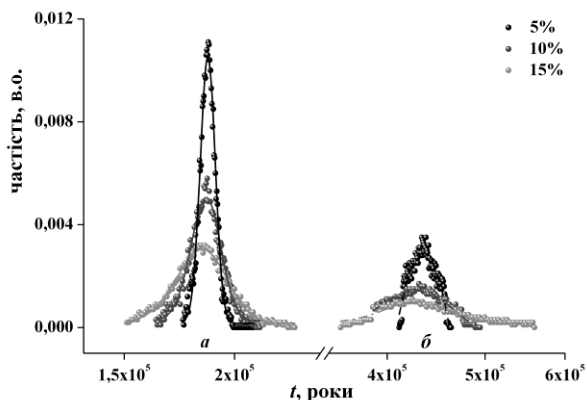
Вказане вказує на кореляцію між вмістом довгоживучих радіонуклідів у ґрунтах і ґрунтоутворюючих гірських породах. Важливим фактором, від якого залежить вміст радіонуклідів у ґрунтах є ступінь зміни материнської гірської породи в процесі ґрунтоутворення. Варто відзначити також, що вимірний вік ґрунтів зростає від верхніх горизонтів до нижніх, що обумовлено ефектом поступової ізоляції нижніх горизонтів від надходження дочірніх радіонуклідів.

Зазвичай вивчають ізотопи урану ^{238}U та ^{234}U в горизонтах ґрунтових профілів, з метою оцінки процесів вивітрювання та оцінки віку формування за допомогою нерівноважного методу між ізотопами U. Отримані дані були сприятливими для застосування доступних моделей для оцінки віку ґрунтових горизонтів, які утворилися під час вивітрювання основних порід піщанику.

Для визначення віку досліджуваних зразків, використаний метод стандартних множин (МСМН), в якому визначається тривалість існування стандартних множин досліджуваних зразків [2]. У вказаному методі розглядаються всі множини гамма-активних нуклідів (ГАН) природних рядів ^{232}Th , ^{235}U , ^{238}U , що піддаються експериментальній ідентифікації. В основі МСМН є встановлення часових залежностей кількостей ядер для таких ГАН та їхніх активностей, використовуючи закономірності радіоактивного розпаду природних рядів урану та торію. Числові результати отримуються із розв'язків системи лінійних диференціальних рівнянь, уперше розглянутих Бейтеманом. Розраховані дані дають змогу отримати МСМН як множини активностей дочірніх нуклідів ряду ^{238}U , отриманих для довільних часових інтервалів. Такі спектри зручно використовувати для співставлення із експериментальними даними для аналізу «закритості» системи нуклідів та ядерного датування досліджуваних зразків.

Алгоритм ядерного датування передбачає проведення серій гамма-спектрометричних досліджень зразків, ідентифікацію, встановлення вмісту / інтенсивності радіонуклідів по апаратурних спектрах, та формування масиву даних їхніх активностей $\{A_n^{\text{exp}}\}$. Співставлення експериментальних та розрахованих даних дає можливість встановити вік зразка, або ж події. Як теоретичний розрахунок, так і експериментальна процедура отримання апаратурних гамма-спектрів (АГС): низькофонові умови, низька інтенсивність детектованих сигналів потребують статистичних методів обробки даних та ідентифікації нуклідів природних рядів ^{232}Th , $^{235,238}\text{U}$, а також їхніх активностей. Експериментальні похибки обумовлені статистичною флуктуацією параметрів гамма-спектроскопічного тракту, фонових

умов, точністю обробки апаратурних спектрів активностей досліджуваних нуклідів. Вказані випадкові фактори впливають на дисперсію даних масиву $\{A_n^{\text{exp}}\}$. Апаратурно це пов'язано із використанням низькошумових підсилювачів сигналів, виділення каналів амплітудного аналізатора для їхньої реєстрації. Використана процедура статистичних випробувань дає змогу промодельовувати випадки «розмивання» експериментальних значень активностей у межах 5, 10 та 15 %, що можна порівняти із похибками їхнього визначення. Методика дає змогу контролювати інтервали розмиття значень, та досліджувати стійкість статистичних характеристик масиву, що отримується із розв'язків системи трансцендентних рівнянь.



Результати статистичних випробувань в задачі ядерного датування зразка гірської породи (а) та ґрунту (б) в межах 5, 10 та 15 %. Наведено також значення інтервальних оцінок.

У результаті отримуємо ймовірнісні оцінки часу датування, коли можна вказати достовірність встановлення не лише часу події, для даного об'єкта, але й абсолютної похибки його визначення. Показано, що похибки встановлення часу події, через значення дисперсії є чутливими до якості гамма-спектрометричного експерименту та точності визначення активності радіонуклідів ряду ²³⁸U. Встановлено, що ймовірний вік зразків ґрунту було встановлено з більшою похибкою, ніж для зразків гірських порід. Це свідчить про кращу статистику при ідентифікації характеристичних ліній ізотопів ряду ²³⁸U для зразків гірських порід, які є більш масивнішими, ніж зразки ґрунтів. У результаті проведених досліджень встановлено, що зразки гірських порід представляють собою закриті системи. У зразках ґрунтів помітний певний розкид значень активностей, що обумовлено відмінностями в міграційній рухливості цих елементів.

1. Н.І. Святюк, В.Т. Маслюк, О.І. Симканіч. Радіологічний моніторинг, поняття: «радіаційна погода» та «радіаційна ідентифікація довкілля». Наук. вісник Ужгород. ун-ту. Сер.: Фізика 44 (2018) 99.
2. А.А. Вальтер и др. Ядерно-физическое исследование радиоактивного равновесия в древних урановых рудах Украины. Доповіді НАН України 7 (2009) 76.
3. О. Pop, V. Maslyuk. Applications of the uranium's set of isotopes for nuclear dating: the Monte-Carlo method. Radiochimica Acta 107(3) (2018) 207.

ЯДЕРНІ РЕАКЦІЇ ІЗ ЧАСОМ ПРОТІКАННЯ 50 РОКІВ (До 50 річчя ІЯД НАН України)

В. М. Пугач

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Ядерні реакції досліджуються науковцями ІЯД НАН України протягом часу, який нині перетинає межу 50 років. Простір та часові горизонти нових знань, відкритих в цих дослідженнях, будуть ще довго предметом інтенсивних пошуків вчених усього світу. Створена експериментальна база інституту – справжнє багатство, величне надбання української держави. Протягом короткого часу були введені в дію ядерний реактор, електростатичний генератор, ряд нейтронних генераторів, класичний (У-120) та ізохронний (У-240) циклотрони, прискорювач електронів, мікротрон. З розробками вчених в дослідно-виробничому підприємстві інституту були виготовлені численні елементи унікальних експериментальних методик, до складу яких входили оригінальні реакційні камери, детекторні пристрої, системи накопичення та обробки даних, створені митцями відділу ядерної електроніки, лабораторій мішеней та напівпровідникових детекторів, тощо. В доповіді будуть згадані величні постаті працівників інституту – творців цього надбання: від директорів до талановитих і самовідданих інженерів і техніків.

У науковій частині доповіді представлено вибрані та узагальнені автором результати вивчення ядерних реакцій із зарядженими частинками в діапазоні енергій від кількох МеВ до 13 ТеВ.

Низькі енергії (2 - 30 МеВ).

У кореляційних дослідженнях реакцій розщеплення дейтронів з енергією 13,6 МеВ спостережено нерегулярну залежність поперечного перерізу від масового числа ядер (ефект Німця).

У реакціях з протонами, дейтронами та альфа-частинками в кінематично повних експериментах, виконаних з використанням мільйон каналного аналізатора з асоціативною пам'яттю, встановлено модифікацію характеристик короткоживучих ядерних станів, зумовлену впливом кулонівського або ядерного поля супроводжуючих частинок та ефектами ближнього розсіяння або інтерференції, розвинуто метод визначення часу життя, спіну та парності короткоживучих ядерних станів.

Середні енергії (50 - 200 МеВ).

У реакціях, ініційованих електронами, легкими та важкими іонами, досліджено властивості гігантських резонансів, глибоких діркових ядерних станів, в тому числі з пучками поляризованих іонів. Результати вимірювань по фрагментації сили цих станів сприяли розвитку квазічастинково-фононої моделі ядра.

Високі енергії (0,1 - 13 ТеВ).

З 1992 р. – дослідження високоенергетичних зіткнень ядер водню та важких ядер при енергіях до 13 ТеВ в рамках міжнародних колаборацій HERA-B, LHCb, CBM, LIA IDEATE.

Початок участі ІЯД НАН України в дослідженнях властивостей красивої та чарівної матерії в експерименті HERA-B (DESY, м. Гамбург). На основі винайденого принципу відповідності інтенсивності взаємодії пучка протонів з ядрами металевих мішеней індукованому в них заряду створено перший в світі багатомішений комплекс, що забезпечував виконання експерименту одночасно на восьми мішенях. За пропозицією фахівців ІЯД НАН України ці мішені були сконструйовані так, що вони виконували ще й функцію металево фольгових детекторів, вимірюючи потоки бомбардуючих їх протонів. Це надало можливість вимірювати парціальний внесок кожної мішені в інтегральну світимість експерименту, а отже визначати в одному експерименті вільні від цілого ряду систематичних похибок поперечні перерізи генерації в мішенних ядрах різноманітних кваркових станів. Досягнута відносна точність вимірювань (порядку кількох відсотків) до сих пір є неперевершеним досягненням в цій галузі досліджень. Режим одночасного експерименту на восьми мішенях також є унікальним явищем в техніці експерименту.

На Великому Адронному Колайдері (ЦЕРН) вперше в історії науки досягнуто енергію протон-протонних зіткнень 13 ТеВ. Це відкрило можливість спостереження нових явищ та виміру характеристик теоретично передбачуваних кваркових процесів в новому енергетичному просторі. За ініціативою та участю ІЯД НАН України створено унікальну експериментальну установку (LHCb, CERN). В експерименті LHCb окрім дослідження відмінностей в еволюції розпадів матерії та анти-матерії (прецизійні вимірювання CP-порушень в розпадах важких мезонів показали неспроможність SM пояснити проблему баріо-генезису), здійснюється пошук їхніх рідкісних мод розпаду, модифікація законностей яких можлива процесами Нової фізики, за межами Стандартної Моделі. Спектроскопічні

вимірювання з високою роздільною здатністю по інваріантній масі дали змогу спостерігати нові резонансні стани відомих адронів та відкрити нові кваркові структури (тетра-, пента-кварки та інші). З аналізу даних по розпаду важких адронів, до складу яких входять красиві (beauty), чарівні (charm) або дивні (strange) кварки, виміряно їхні основні характеристики. Одержані результати (маса, час життя, частоти осциляцій, співвідношення гілок розпаду, тощо) є найбільш точними або одержані вперше в світі (пента-кварк, $B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-$ фракція розпадів, подвійно заборонених в рамках СМ, $10^{-9} - 10^{-10}$, CPV in B_s^0 , тощо). Наразі триває фаза модернізації ВАК та експериментальних методик для суттєвого підвищення їхньої чутливості до процесів за межами Стандартної Моделі, Нової фізики.

Розвиток на перспективу таких досліджень здійснюється розбудовою майбутнього експерименту CBM (Compressed Baryonic Matter) на прискорювальному комплексі FAIR/GSI, м. Дармштадт): інтенсивність пучка до $10^9/s$ для ядер із $Z/A = 0,5$, при енергіях до 45 GeV/нуклон. Програма включає дослідження КХД фазової діаграми, вивчення ядерної речовини при найвищих баріонних густинах в області середніх температур.

Розробка нової експериментальної техніки.

Фізико-технічні основи металево фольгових детекторів, розроблені в ІЯД НАНУ під час виконання експерименту HERA-B (1994-2006), були застосовані також для розробки та виготовлення систем моніторингу світимості та радіаційних навантажень в цьому експерименті, а також пізніше в LHCb (ЦЕРН). Це сприяло розширенню застосування їх для вимірювання просторового розподілу інтенсивності пучків заряджених частинок та фотонів в широкому діапазоні енергій ($10^3 - 10^{13}$ eV).

Успіх з МФД, поглиблене осмислення фізичного принципу їхнього нано-метрового функціонування надихнули на розробку плазмо хімічної технології виготовлення металевих мікро-стріпових детекторів (ММСД) з товщиною близько 1 мікрона. Наразі, це унікальні, найтонші в світі детектори іонізуючого випромінювання. Виняткові риси ММСД полягають не лише в його «прозорості» (товщина 1 μm) для досліджуваних потоків іонізуючого випромінювання. Як металевій структурі йому притаманна надзвичайно висока радіаційна стійкість (понад 100 MGy). Металеві мікродетектори були успішно застосовані для створення прототипів «електронної фокальної площини» магнітного спектрометра в Інституті прикладної фізики (м. Суми) та рентгенівського дифрактометра в Інституті проблем матеріалознавства НАН України. Мікродетекторні системи (ММСД-ІЯД, THERIX-CERN) були успішно випробувані в Хайдельберзькому Іонно Терапевтичному центрі (НІТ, м. Хайдельберг) для відображення в реальному часі інтенсивності високоенергетичних іонних міні-пучків, призначених для цілей просторово фракціонованої радіаційної терапії.

У рамках діяльності Міжнародної асоційованої лабораторії LIA IDEATE (Франція - Україна) триває розробка детекторні системи для фізики високих енергій та медичних застосувань.

Техніка експерименту фізики високих енергій ставить виклик найсучаснішим технологіям і спонукає науково-технічний прогрес людства. Ця сфера діяльності потребує долучення нових інтелектуальних сил, в тому числі з України.

Подяка.

Успішній діяльності ІЯД НАН України в галузі фізики високих енергій сприяла фінансова та організаційна підтримка Ради з фізики високих енергій та Міжвідомчої Ради з наукового приладобудування НАН України, а також у рамках грантів Президії НАН України (Програма «Міжнародна співпраця») та міжнародної асоційованої лабораторії LIA IDEATE (Франція - Україна, проект УНТЦ Р9903).

АЛГОРИТМ ГЛОБАЛЬНОЇ РЕКОНСТРУКЦІЇ ТРЕКІВ У КОМПЛЕКСНИХ ДЕТЕКТОРНИХ СИСТЕМАХ

М. В. Пугач

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Майбутній експеримент PANDA (FAIR, м. Дармштадт) спрямований на вивчення взаємодії середньоенергетичних антипротонів з ядрами. Фізичні цілі включають вимірювання поперечного перерізу для дивних та чарівних баріонів, досліджень властивостей сильних і слабких взаємодій для подвійних гіперонних систем, які шукають модифікацію властивостей адрону в ядерних і кваркових глюонових середовищах тощо. Для вивчення надзвичайно рідкісних подій детектор PANDA розроблений для роботи на високочастотних взаємодіях та великих об'ємах потоків даних (рис. 1).

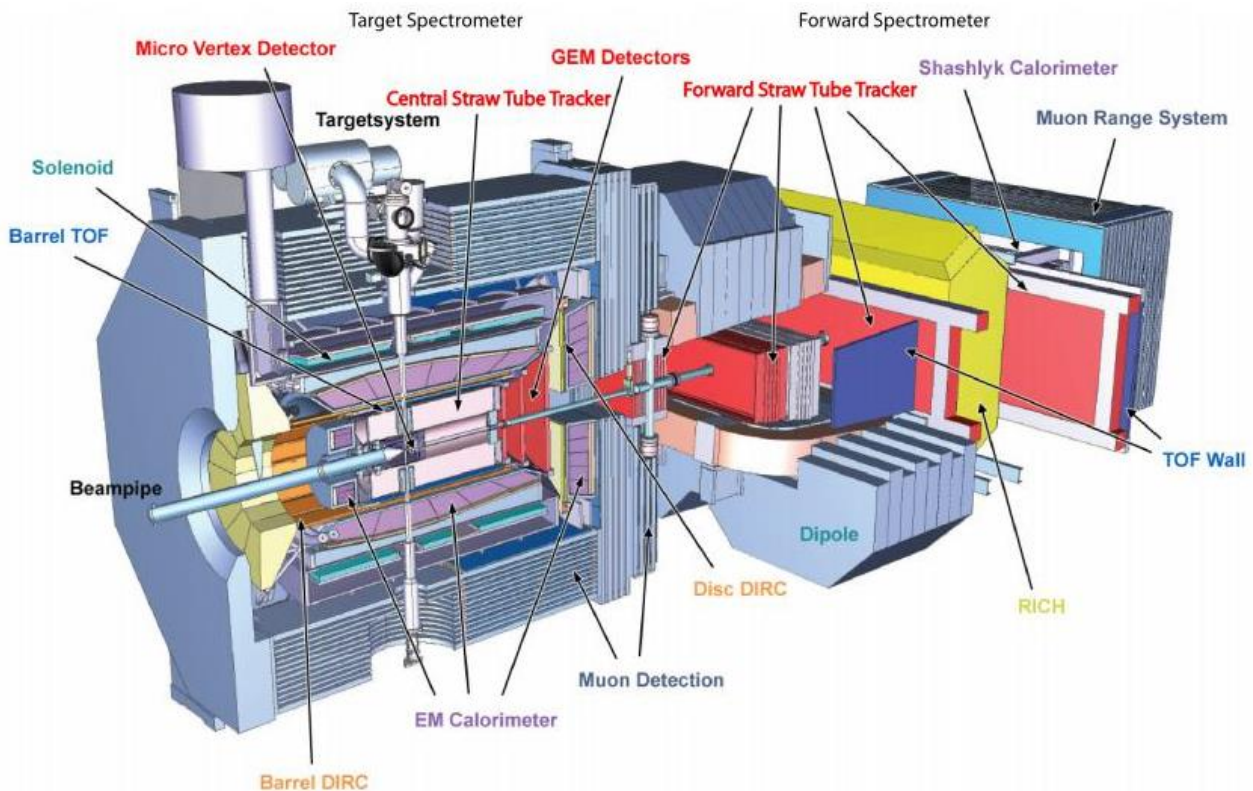


Рис. 1. Схема експериментальної установки PANDA.

Пучок анти-протонів налітає на детектор з лівого боку.

Він повинен забезпечити реконструкцію в режимі реального часу фізичних подій. Акцент цієї тези робиться на впровадженні апарата фільтра Калмана для фітування треків у геометрії типу форвардних і барельних субдетекторів PANDA. Уперше алгоритми були написані для реконструкції треків, що пролягають через обидві частини (барельна та форвардна) детекторної системи.

До детекторів, що беруть участь у циклі реконструкції, належить форвардна трекінгова система (FTS), трубчатий трекер (STT) та мікровершинний детектор (MVD). Кривизна вимірюваної траєкторії частинки, що поширюється в магнітному полі (однорідне в барельній частині субдетекторів, неоднорідне в форвардній) досліджується для визначення її імпульсу та ідентифікації типу частинки.

Параметри треку, обчислені в рамках розробленої процедури, використовуються для реконструкції треків у рамках алгоритму кліткового автомату. Створений алгоритм реконструкції було паралелізовано для більш швидкої обробки даних та реалізовано для різних суб-детекторів експерименту PANDA. Він забезпечує ефективність реконструкції треків понад 95 % і низькі показники клонів (менше 2 %) [1, 2] у прийнятний час опрацювання даних (таблиця).

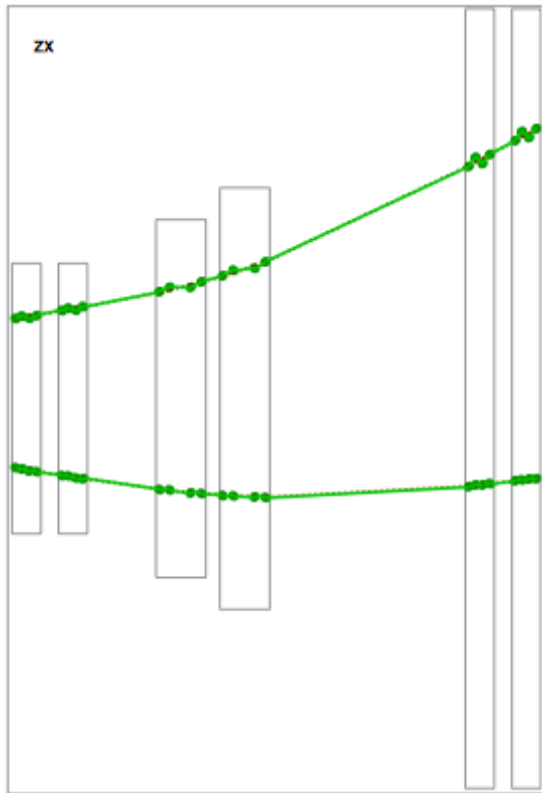


Рис. 2. Приклад реконструйованої події в форвардній частині детекторної установки (FTS).

Ефективності реконструкції треків у форвардній частині детекторної установки PANDA

| Track Type | Efficiency, % | Clone, % |
|------------|---------------|----------|
| Primary | 95,6 | 1,4 |
| All Tracks | 81 | 1,6 |

Реалізований алгоритм реконструкції треків є універсальним і може бути адаптований під експерименти (такі як CBM і STAR) з різними типами детекторних установок і конфігураціями магнітних полів.

1. M. Pugach, I. Kisel, M. Zyzak. Cellular Automaton tracking algorithm for PANDA Forward Tracking System. Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft. DPG-Fruehjahrstagung 2017. Physik der Hadronen und Kerne, Strahlen und Medizinphysik, Teilchenphysik. Vortrag;Talk, Topic: Instrumentierung Muenster 27 - 31 March, 2017. HK 33.6, F072. p. 80.
2. M. Pugach et al. for the PANDA-Collaboration. Track reconstruction within the Cellular Automaton approach for the PANDA Forward Tracking System. Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft. DPG-Fruehjahrstagung 2018. Physik der Hadronen und Kerne. 26. Februar - 02. März 2018. Ruhr-Universität Bochum.

ОБНОВЛЕННЯ СИСТЕМИ РАДІАЦІЙНОГО МОНІТОРИНГУ ДЛЯ ЕКСПЕРИМЕНТУ LHCb CERN ДО RUN 3

В. М. Пугач¹, С. Б. Чернищенко^{1,2}, О. Ю. Охріменко¹, В. М. Добішук¹, В. О. Кива¹,
Д. І. Сторожик¹, О. О. Кшиванський^{1,2}, В. М. Міліція¹

¹ Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

² Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ, Україна

У рамках оновлення експерименту LHCb (LHCb Upgrade I) [1] представлено оновлення Системи Радіаційного Моніторингу (Radiation Monitoring System (RMS)) для Run 3. Модернізований детектор LHCb буде працювати при високих навантаженнях при більш високій світимості $L = 2 \cdot 10^{33} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$. У цьому разі моніторування зміни умов пучка має важливе значення для стабільної роботи експерименту LHCb. RMS-R3 здатна вимірювати збільшення миттєвої світимості та подавати сигнали тривоги.

LHCb RMS-R3 розробляється з метою онлайн-моніторингу пучка, фону та світимості, та буде інтегрована у глобальну структуру детектора LHCb (рис 1.). На відміну від RMS для Внутрішнього Трекера експерименту LHCb, яка використовувалась в експерименті протягом Run 1-2 [2], RMS-R3 буде розташована у зворотній напівсфері детектора.

RMS-R3 можна розділити на детекторну частину та систему зчитування. Детекторна частина представлена чотирма модулями по різні сторони від іонопроводу. Кожний модуль містить в собі 2 сенсори розмірами $9 \times 9 \text{ см}^2$. В основі RMS-R3 лежить технологія металево-фольгових детекторів, яка базується на явищі вторинної електронної емісії [3]. У процесі розробки були використані мідні фольги товщиною 50 мкм для сенсорної площини та 20 мкм для прискорювальної та екрануючої площин, а також впроваджена технологія захисних кілець для збору поверхневих токів. Сигнали з сенсорів RMS-R3 зчитуються системою зчитування, що складається з чутливих зарядових інтеграторів (ChI) та лічильників імпульсів [4].

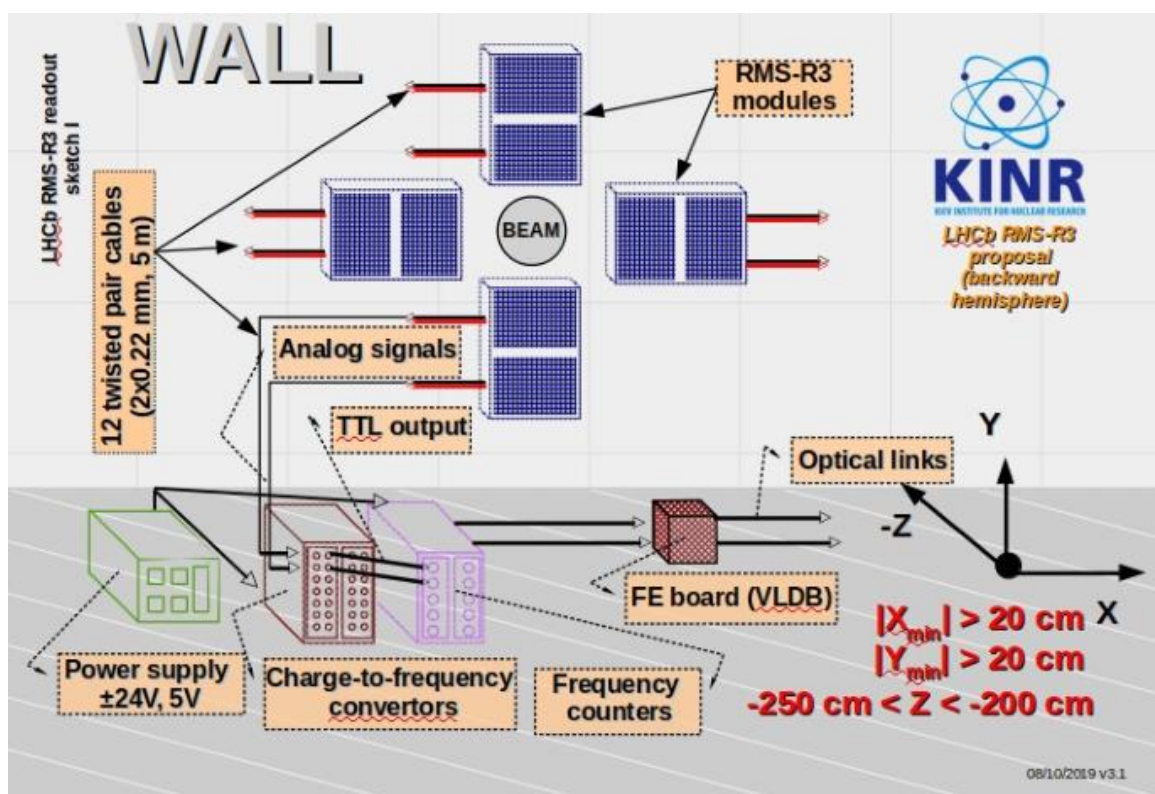


Рис. 1. Розташування LHCb RMS-R3 у структурі експерименту. Опис складових RMS-R3.

Позитивний заряд, який спричиняється явищем вторинної електронної емісії у металево-фольгових детекторах, зчитується зарядовим інтегратором. Після перетворення сигналу зарядовим

інтегратором у послідовність вихідних імпульсів із частотою, яка пропорційна вхідному струму, сигнал зчитується лічильником імпульсів. Таким чином, вихідна частота RMS-R3 пропорційна потоку заряджених частинок. Після належного калібрування RMS-R3 здатний контролювати, вимірювати миттєву або інтегровану світність, а також радіаційні навантаження експерименту LHCb. Тестові вимірювання були проведені на радіаційному β -джерелі ^{90}Sr (рис. 2).

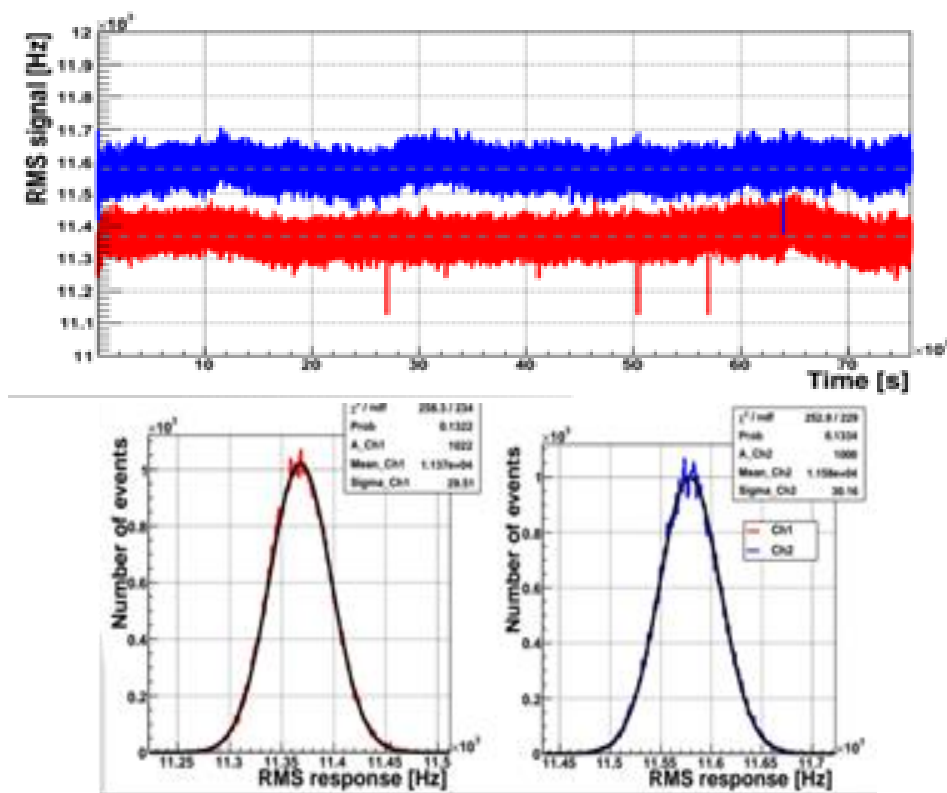


Рис. 2. Відгук від β -джерела ^{90}Sr без базової лінії зарядових інтеграторів для двох сенсорів модуля RMS-R3 (зверху) та проєкція відгуків сенсорів (знизу).

На основі 10-річної успішної роботи RMS в експерименті LHCb була розроблена компактна RMS для різних застосувань. Тестові результати показали надійність розробленого прототипу компактної RMS.

Ця робота виконується в рамках роботи міжнародної асоційованої лабораторії LIA IDEATE, з частковою фінансовою підтримкою в рамках проекту УНТЦ P9903 та цільової програми НАН України-1230 «Фундаментальні дослідження фізики високих енергій та ядерної фізики»(міжнародна праця).

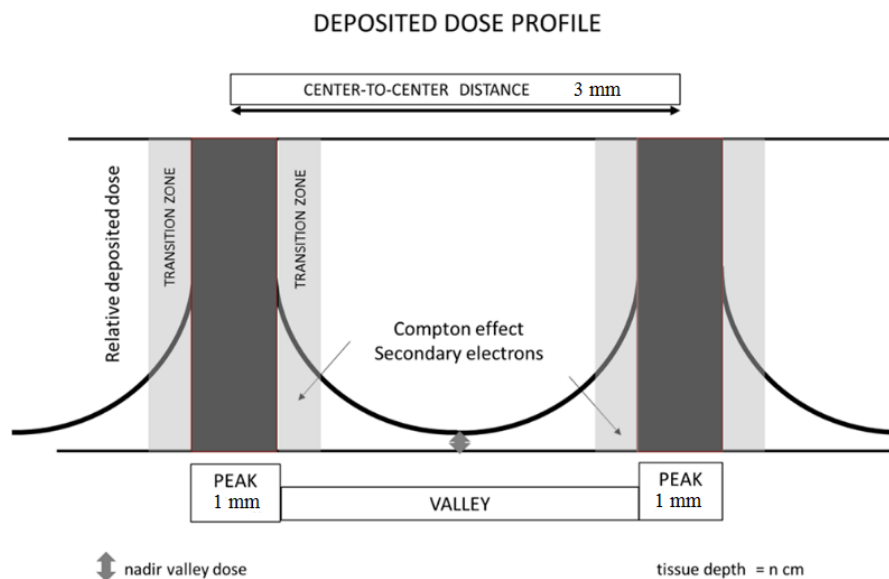
1. I. Efthymiopoulos et al. LHCb Upgrades and operation at $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ luminosity – A first study. Tech. Rep. CERN-ACC-NOTE-2018-038. May, 2018.
2. Radiation Monitoring System for the LHCb Inner Tracker – Detectors and Experimental Techniques, LHCb-2007-062; CERN-LHCb-2007-062. 04 Apr 2007.
3. E.J. Sternglass. Theory of Secondary Electron Emission by High-Speed Ions. Phys. Rev. 108 (1957) 1.
4. N. Tkatch, V. Kyva. The linear six-decade integrating converter charge-to-frequency. Nucl. Phys. At. Energy 2(4) (2001) 72.

РОЗРОБКА ДЕТЕКТОРИЗОВАНОГО ФАНТОМА ДЛЯ ДОСЛІДЖЕНЬ ПРОСТОРОВО ФРАКЦІОНОВАНОЇ РАДІАЦІЙНОЇ ТЕРАПІЇ

Д. Рамазанов, О. Ковальчук, В. Кива, В. Пугач, Д. Сторожик

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Онкологічні захворювання є одними із найпоширеніших у світі. Пухлини бувають різних типів та можуть з'являтися у різних місцях організму. Розташування пухлини може стати проблемою для лікування не тільки хірургічним шляхом, а й за допомогою радіаційної терапії. Наприклад, при онкології головного мозку вкрай небажане переопромінення здорових тканин. Рішенням даної проблеми може стати просторово фракціонована радіаційна терапія, на відміну від класичної терапії, фракціонування здатне значно знизити дозове навантаження на здорові тканини, та дає змогу доставити значно більшу дозу до пухлини[1].



Схематичне представлення фракціонування пучка іонізуючого випромінювання [2].

У роботі досліджується можливість посилення терапевтичного ефекту променевої терапії шляхом просторового фракціонування протонних, електронних та високоенергетичних фотонних пучків. Фракціонування характеризується параметром PVDR (peak to valley dose ratio). Цей параметр описує ефективність фракціонування пучка по відношенню дози у міні пучку до дози між міні пучками.

Для дослідження ефективності фракціонування різних типів пучків на різних глибинах фантома створюються спеціальний модульний детекторизований фантом, який буде оснащений окремо розробленими під дану задачу 128 мікростріповими металевими детекторами (MMD). В основі принципу роботи MMD лежить вторинна електронна емісія (ВЕЕ). Пучок заряджених частинок або фотонів, проходячи крізь стріп, викликає ВЕЕ, утворюючи, тим самим, додатний заряд, який інтегрується електронікою, що з'єднана зі стріпом. В явищі ВЕЕ головну роль відіграє тонкий приповерхній шар металу завтовшки 10 - 50 нм, що дає можливість створювати надтонкі детектори з мінімальною масою детектуючого матеріалу. Ці детектори будуть використані для вивчення просторового розподілу пучка іонізуючого випромінювання на різних глибинах фантома. Кількість модулів MMD може варіюватися (3-5 модулів). Детектори будуть прокладені на різних глибинах фантома, що дасть змогу вивчити еволюцію пучка при проходженні через речовину. Також будуть використовуватися кремнієві детектори, які будуть встановлені в кінці фантома для вимірювання типу частинок та їхніх енергетичних спектрів методом енергетичних втрат ($\Delta E \times E$). Запланована робоча площа фантома – 15 мм². В якості робочого тіла фантома буде використане оргскло у вигляді пластин, що дасть змогу змінити його товщину та положення датчиків. Оргскло було обрано, як тіло фантома оскільки воно має схожий хімічний склад з живими тканинами і може вважатися тканине еквівалентним, а також має придатні для механічної обробки характеристики[3, 4].

Відмінна особливість металевих мікростріпових детекторів (MMD) від аналогів, які або повністю абсорбують, або суттєво спотворюють пучок, MMD демонструє велику продуктивність як монітор

профілю пучка, який не спотворює характеристик прискорених частинок. Стріпи виготовлені з нікелю, що забезпечує високу стійкість до випромінювання (100 МГр) і дає змогу працювати без деградації детектора. Товщина стріпів не перевищує 2 мкм, що забезпечує прозорість для іонізуючого випромінювання. Просторова роздільна здатність залежить від геометрії детектора (ширина і крок смуг) і коливається від 5 до 100 мкм. Детектори спроектовані та виготовлені для детекторизованого фантома мають ширину стріпа 90 мкм, відстань між стріпами 30 мкм, а довжину стріпа 15 мм. Така геометрія була обрана для дотримання балансу між просторовою роздільною здатністю та чутливістю.

Система зчитування для MMD була обрана XDAS Sens Tech. Ця система має низький рівень електронного шуму, час інтеграції від 1 до 500 мс та можливість обробляти сигнали в режимі реального часу. XDAS - це модульна система, яка здатна приймати дані від 24 детекторів по 128 каналів кожен і надсилати їх у доступному цифровому форматі.

Експериментальний набір, оснащений коліimatorними системами для створення міні-пучків, радіаційно стійких мікростріпових детекторів для вимірювання та подання даних у реальному часі під час опромінення спеціалізованого фантома, повинен бути основою для досліджень, пов'язаних з розробкою фракціонованої променевої терапії в Україні. Використання матричних коліimatorів з субміліметровими отворами дасть змогу сформувавши оптимальне дозове поле протонних, електронних або гамма-променів в організмі пацієнта: мінімальна доза в просторі між отворами, максимальна доза в отворах коліатора. Така мікропроменева терапія може зменшити навантаження дози на тканини здоров'я та збільшити основну ефективність лікування. Ми очікуємо, що обладнання буде цікавим вченим, які працюють із традиційною променевою терапією.

1. W. Zeman, H.J. Curtis, C.P. Baker. Histopathologic effect of high-energy particle microbeams on the visual cortex of the mouse brain. *Radiat. Res.* 15 (1961) 496.
2. H. Blattmann et al. Applications of synchrotron X-ray to radiotherapy. *Nucl. Instr. Meth. A* 548 (2005) 17.
3. V.M. Pugatch et al. Micro-strip Metal Detector for the Beam Profile Monitoring. *Nucl. Instr. Meth.* 581(1-2) (2007) 531.
4. O. Fedorovich et al. Metal micro-detectors: Development of "transparent" position sensitive detector for beam diagnostics. *Problems of Atomic Science and Technology. Ser.: Plasma Physics* 6(82) (2012) 196.

BGO-OD – ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНА УСТАНОВКА НА ПРИСКОРЮВАЧІ ELSA

М. В. Романюк^{1,2}

¹ Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

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

Адронна спектроскопія використовується для визначення взаємодії між партонами нуклонів і ступенями свободи, що описуються в рамках непертурбативної КХД. Незважаючи на велику кількість даних для адронних станів залишається багато «відсутніх резонансів», що передбачені різноманітними моделями, але експериментально не спостерігаються [1]. Більше того, деякі з найнижчих спостережуваних станів не є добре описаними.

З моменту створення моделі кварків обговорювалася можливість існування адронів з більш ніж трьома складовими кварками, а завдяки близькості шкали порушення хіральної симетрії до маси нуклонів, можливо, що легкі мезони можуть взаємодіяти як елементарні об'єкти, спричиняючи ефекти перерозсіювання мезонів біля порогів. Досі залишається питанням чи є пентакварки системами п'ятох зв'язаних кварків чи мають молекуло-подібний склад [2 - 6].

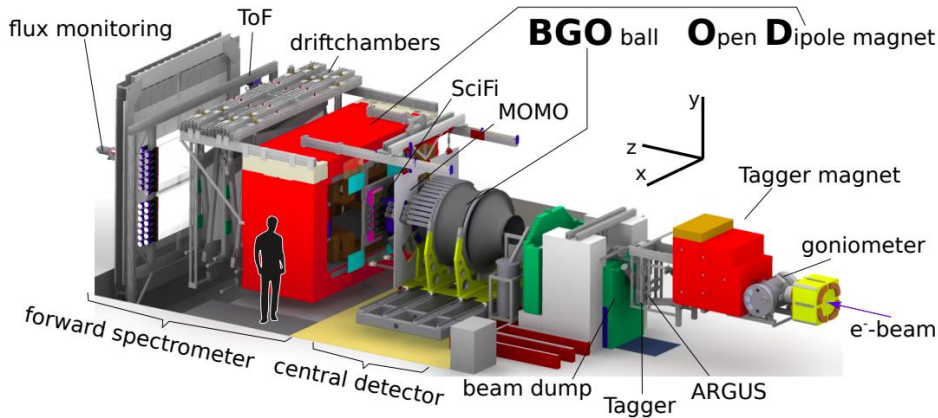


Рис. 1. Експериментальна установка BGO-OD на прискорювачі ELSA, Бонн, Німеччина.

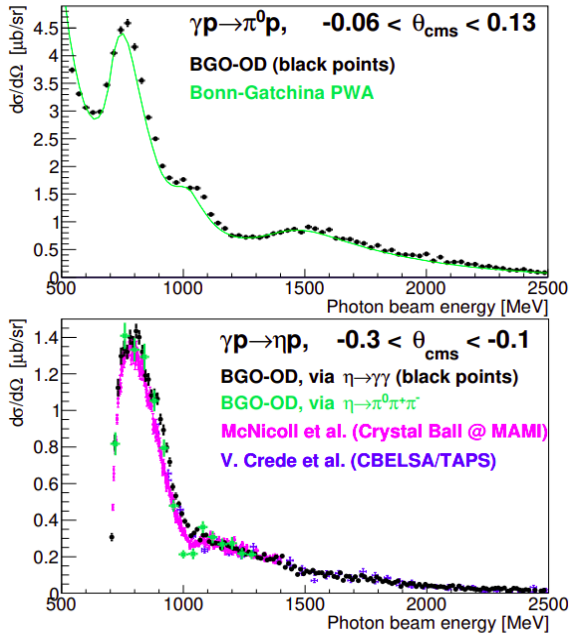


Рис. 2. Диференційний переріз реакції $\gamma p \rightarrow \pi^0 p$, зелена лінія відповідає рішенню моделі Bonn-Gatchina PWA. На нижньому рисунку зображено диференційний переріз $\gamma p \rightarrow \eta p$. Реакція реконструйована через нейтральний та заряджений канали та порівняна до передніх даних Crystal Ball [7] та CBELSA/TAPS[8].

Експеримент BGO-OD ідеально підходить для дослідження адронних реакцій в області низького обміну імпульсами, де може проявитися розширена молекулярна структура. Гарна реєстрація заряджених частинок на малих кутах, доповнена реконструкцією нейтральних частинок у центральній області, дає змогу реконструювати складні кінцеві стани та вивчати явища з молекулярної чи екзотичної структури в секторі дивних кварків.

BGO-OD (рис. 1) це експеримент з фіксованою мішенню, що використовує пучок фотонів до 3,2 ГеВ на прискорювачі ELSA. Можна виділити дві основні частини установки: спектрометр у прямому напрямку ($\theta < 12^\circ$) для ідентифікації заряджених частинок та центральний калориметр ($\theta = 25^\circ - 155^\circ$) – ідеальний для реконструкції нейтральних мезонів. Навколо мішені знаходиться MWPC для реконструкції треку заряджених частинок.

Представлено деякі «базові» результати [9] з даних, отриманих протягом 21 доби у 2017 р. з водневою мішенню довжиною 6 см та пучком електронів 3,2 ГеВ. На рис. 2 зображено приклади перерізів, визначених з центральних детекторів BGOOD. Унікальна установка дає змогу чітко ідентифікувати канали з мішаними зарядами (η розпадається на нейтральний та заряджені піони).

1. E. Klempt, J.M. Richard. *Rev. Mod. Phys.* 82 (2010) 1095.
2. M. Gell-Mann. *Phys. Lett.* 8 (1964) 214.
3. R.L. Jaffe. *Phys. Rev. D* 15 (1977) 267.
4. D. Strottman, *Phys. Rev. D* 20 (1979) 748.
5. A. Manohar, H. Georgi. *Nucl. Phys. B* 234 (1984) 189.
6. L.Ya. Glozman, D.O. Riska. *Phys. Rep.* 268 (1996) 263.
7. E.F. McNicoll et al. *Phys. Rev. C* 82 (2010) 035208.
8. V. Crede et al. *Phys. Rev. C* 80 (2009) 055202.
9. S. Alef et al. [arXiv:1910.11939v3](https://arxiv.org/abs/1910.11939v3) (2019).

ПРУЖНЕ ТА НЕПРУЖНЕ РОЗСІЯННЯ ІОНІВ ^{10}B ЯДРАМИ ^6Li ПРИ ЕНЕРГІЇ 51 МеВ

А. Т. Рудчик¹, А. А. Рудчик¹, О. О. Чепурнов¹, К. Русек², К. В. Кемпер³, Є. І. Кощій⁴,
С. Ю. Межевич¹, Вал. М. Пірнак¹, О. А. Понкратенко¹, А. Столяж², Р. Сюдак⁵, А. П. Ільїн¹,
Б. В. Міщенко¹, Ю. М. Степаненко¹, В. В. Улещенко¹, Ю. О. Ширма¹

¹ Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

² Лабораторія важких іонів Варшавського Університету, Варшава, Польща

³ Відділ фізики, Флоридський державний університет, Таллахасі, США

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

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

Досліджено механізми пружного та непружного розсіяння іонів ^{10}B ядрами ^6Li при енергії $E_{\text{лаб.}}(^{10}\text{B}) = 51$ МеВ для основних та збуджених станів 2,18 – 5,7 МеВ ядра ^6Li та 0,7 – 6,56 МеВ ядра ^{10}B . Отримано нові експериментальні дані цього розсіяння. вперше. Експеримент проведено на циклотроні U-200P Варшавського університету. Раніше в роботі [1] було отримано експериментальні дані пружного розсіяння іонів ^6Li ядрами ^{10}B при енергії $E_{\text{лаб.}}(^6\text{Li}) = 30$ МеВ, які було проаналізовано авторами лише за оптичною моделлю (ОМ).

У даній роботі експериментальні дані обох робіт проаналізовано за методом зв'язаних каналів реакцій (МЗКР). У схему зв'язку каналів включалися пружне й непружне розсіяння ядер $^6\text{Li} + ^{10}\text{B}$, процеси переорієнтації спінів ядер ^6Li і ^{10}B та найбільш важливі реакції передачі, діаграми яких показано на рис. 1.

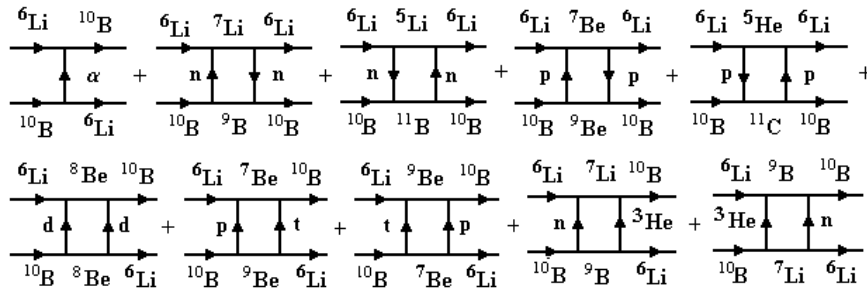


Рис. 1. Діаграми реакцій передачі для пружного й непружного розсіяння ядер $^6\text{Li} + ^{10}\text{B}$.

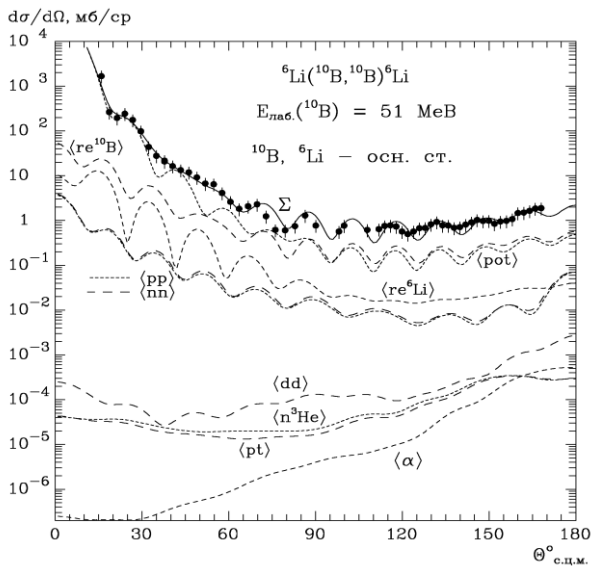


Рис. 2. Диференціальні перерізи пружного розсіяння ядер $^6\text{Li} + ^{10}\text{B}$ при енергії $E_{\text{лаб.}}(^{10}\text{B}) = 51$ МеВ. Пунктирні криві – МЗКР перерізи різних процесів. Суцільною кривою Σ показано когерентну суму МЗКР-перерізів найбільш важливих процесів.

Експериментальні дані пружного розсіяння ^{10}B ядрами ^6Li при енергії $E_{\text{лаб.}}(^{10}\text{B}) = 51$ МеВ та МЗКР-розрахунки різних ядерних процесів показано на рис. 2. Видно, що основну роль ^{10}B у даному розсіянні відіграють потенціальне розсіяння (крива $\langle \text{pot} \rangle$) та переорієнтація спіна ядра (крива $\langle re^6\text{Li} \rangle$). Когерентна сума цих процесів (крива Σ) задовільно описує експериментальні дані цього розсіяння. Роль передачі частинок у пружному розсіянні ядер $^{10}\text{B} + ^6\text{Li}$ незначна.

Досліджено механізми непружного розсіяння ядер $^6\text{Li} + ^{10}\text{B}$ у рамках моделі колективних збуджень ядер. Визначено параметри потенціалу взаємодії ядер $^6\text{Li} + ^{10}\text{B}$ типу Вудса – Саксона та параметри деформації ядер ^6Li і ^{10}B .

Досліджено відмінності пружного розсіяння ядер $^6\text{Li} + ^{10}\text{B}$ при використанні потенціалів взаємодії ядер $^6\text{Li} + ^{10}\text{B}$, $^7\text{Li} + ^{10}\text{B}$ і $^6\text{Li} + ^{11}\text{B}$.

Параметри потенціалів взаємодії ядер

| $P + T$ | $E_{\text{лаб.}}$, MeB | $E_{\text{с.ц.м.}}$, MeB | V_0 , MeB | r_V , фМ | a_V , фМ | W_S , MeB | r_{WS} , фМ | a_{WS} , фМ | r_C , фМ | Літ. |
|-------------------------------|----------------------------|------------------------------|----------------|------------|------------|----------------|---------------|---------------|------------|------|
| $^{10}\text{B} + ^6\text{Li}$ | 51 | 19,13 | 100,0 | 0,820 | 0,800 | 15,0 | 1,250 | 0,800 | 1,250 | |
| $^6\text{Li} + ^{10}\text{B}$ | 30 | 18,75 | 100,0 | 0,820 | 0,800 | 14,0 | 1,250 | 0,800 | 1,250 | |
| $^6\text{Li} + ^{10}\text{B}$ | 30 | 18,75 | 173,0 | 1,210 | 0,802 | 8,9 | 2,170 | 0,947 | 1,780 | [1] |

1. K.W. Kemper et al. Spectroscopic information from the $^9\text{Be}(^7\text{Li}, ^6\text{He})^{10}\text{B}$ and $^9\text{Be}(^7\text{Li}, ^6\text{Li})^{10}\text{Be}$ reactions. Phys. Rev. C 15 (1977) 1726.

ПОРІВНЯЛЬНИЙ АНАЛІЗ СИГНАЛІВ ДОВГОТРИВАЛИХ ВИМІРЮВАНЬ ГАММА-ФОНУ В ЧОРНОБИЛЬСЬКІЙ ЗОНІ ВІДЧУЖЕННЯ РІЗНИМИ ДЕТЕКТОРАМИ

А. Д. Скорбун¹, О. А. Кучмагра¹, Б. М. Сплошной²

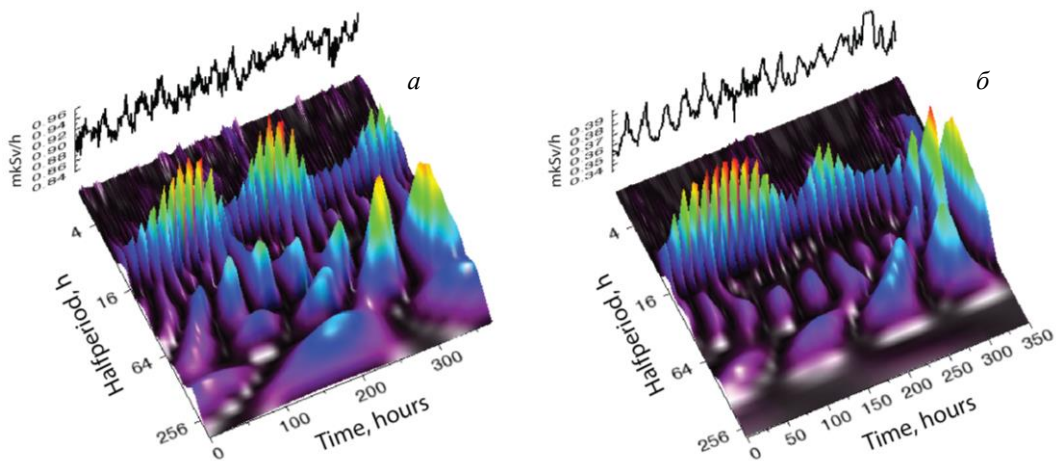
¹ Інститут проблем безпеки атомних електростанцій НАН України, Чорнобиль, Україна

² Метрологічна служба ДП ЦОТІЗ, Чорнобиль, Україна

Результатом аварії на 4-му енергоблоці ЧАЕС у 1986 р. стало радіоактивне забруднення великої території. На даний час у 30-км зоні навколо ЧАЕС функціонує автоматизована система контролю радіаційного стану (АСКРС). Система складається з кількох десятків детекторів (постів спостережень) гамма-випромінювання, які призначені для роботи в природних умовах на відкритій місцевості.

У регулярних рядах вимірювань потужності дози гамма-фону у зоні відчуження навколо ЧАЕС виявлено закономірні зміни інтенсивності гамма-фону, особливо помітними серед яких є більш-менш регулярні добові, приблизно шестидобові, місячні та інші періоди.

Щоб довести, що виявлені зміни не пов'язані з особливостями роботи апаратури, проаналізовано сигнали від двох різних підсистем детектування, які працюють паралельно у складі АСКРС. Ці підсистеми побудовано на основі різних детекторів. Вони працюють абсолютно незалежно і одна з них узагалі передає сигнали по радіоканалу. Для аналізу вибрано результати вимірювань у травні 2018 р. У цей період добова модуляція сигналів (швидкості лічення) була настільки великою, що її видно неозброєним оком (рисунок). Такі зміни перевищують усі можливі зміни характеристик детекторів за рахунок метеоумов, а одночасне спостереження синхронних змін сигналів від різних систем детектування виключає можливість списати їх на апаратні ефекти.



Тривимірні картини коефіцієнтів вейвлет розкладу регулярних вимірювань: *а* – детектор GammaTracer; *б* – детектор БДМГ-08. Картини практично ідентичні. На напівперіоді 12 год видно серію піків добового ходу, амплітуда яких промодульована з періодом 5 - 6 діб.

Висновки

1. Періодичні зміни сигналів системи АСКРС у загальному можуть бути викликані трьома причинами. 1 – змінами роботи апаратури під впливом метеоумов; 2 – змінами стану джерела (екранування водою або снігом), оскільки реєструється гамма-випромінювання від забрудненої навколишньої території; 3 – прийомом додаткових або модулюючих сигналів з позаземного простору.

2. У наших попередніх роботах [1, 2] було проаналізовано різні можливі причини появи таких ефектів: апаратні, пов'язані з системою живлення, можливості помилкового аналізу та вплив метеоумов (температури). Представлена робота є черговою спробою авторів виявити тривіальні причини появи спостережених ефектів (періодичностей).

3. Зазвичай результати вимірювань гамма-фону представляють собою практично шумовий сигнал, спотворений сезонними змінами, тому виникає запитання про надійність аналізу цих сигналів і, відповідно, надійність виявлення періодичних змін. У [1] шляхом порівняння результатів від різних постів спостережень було показано, що спостережені періодичності не є результатом випадкових властивостей шумових сигналів.

4. А з представлених тут результатів, дякуючи тому, що випадково виявлено інтервал часу спостережень (травень 2018 р.), де зміни перевищують $\pm 10\%$, впливає, що такі великі зміни не можуть бути пояснені метеоумовами: апаратура є спеціально створеною для роботи на відкритому повітрі, метрологічно повірена і допущена до роботи, і її характеристики не можуть змінюватися так сильно. Крім того, вплив нагріву детекторів було перевірено експериментально і показано, що нагрівання веде лише до невеликого (1 - 2 %) зменшення ефективності реєстрації, у той час як експериментальні дані змінюються у фазі із змінами температури, а величина змін значно більша.

5. Очевидно, що поява добових періодичностей пов'язана з обертанням Землі навколо своєї осі. Якщо у результаті такого обертання змінюються метеоумови (коливання температури, вологості тощо), то у результаті спостережені ефекти повинні були б залежати від тривалості світлового дня і від пори року. Однак цього не спостерігається. У всіх проаналізованих даних мінімум сигналу спостерігається о 5 - 7 год ранку, а максимум – о 17 - 19 год вечора. Більше того, час від часу спостерігаються різкі зміни часу появи максимумів-мінімумів, які повертаються назад протягом 2 - 3 діб. Оскільки це не збої апаратури, пояснити такий ефект найбільш логічно, припустивши різкі зміни у зовнішньому джерелі, випромінювання від якого модулює наш сигнал.

6. Оскільки джерелом гамма-випромінювання є забруднена (в основному ^{137}Cs) навколишня територія, можна припустити, що подібний ефект періодичних змін може бути викликано коливанням вологи – заливання ґрунту, де в основному знаходиться радіоактивний ^{137}Cs , водою чи снігом, що веде до екранування випромінювання. Спостереження вказаних періодичностей у сигналах, отриманих в осінньо-зимовий період, відкидає таку причину, не кажучи вже про те, що у коливаннях вологи таких строгих і сильних змін немає.

7. Додамо, що крім уже опублікованих даних та наведених на рисунку, у сигналах системи АСКРС існує ще багато інших закономірностей, які неможливо списати на зміни умов вимірювання при обертанні Землі навколо осі. Наприклад, виявлено періодичні з періодом приблизно 30 діб коливання дисперсії сигналу, максимумами і мінімумами яких з'являються приблизно під час нового чи повного місяця.

8. На основі проведених досліджень залишається зробити висновок про прояви космічного впливу у спостережених сигналах. Такий висновок не є занадто революційним: закономірні зміни швидкості радіоактивного розпаду спостерігалися багатьма дослідниками (література з цього питання нараховує десятки, якщо не сотні публікацій і її огляд не можна зробити в рамках даної доповіді). І хоча у цієї ідеї є багато противників, які списують все на некоректність вимірювань, автори даної роботи приходять до висновку, що спостережені зміни є властивістю власне сигналів, а не апаратурними ефектами.

9. Проте залишається відкритим запитання, чи спостерігаються у нашому випадку зміни швидкості розпаду ^{137}Cs під дією зовнішніх впливів, чи детектори системи АСКРС приймають додаткове «вторинне» випромінювання, яке походить від Сонця чи інших космічних джерел. Зауважимо лише, що, наскільки відомо авторам, породжене космічними променями вторинне гамма-випромінювання на поверхні Землі становить лише невелику частку від природного гамма-фону, у той час як ми маємо справу з сигналами на забрудненій території, інтенсивність яких може бути на три порядки вищою, ніж на «чистих» територіях. У цій ситуації внесок космічних променів у стандартному розумінні цього явища очікується ніщівно малим.

1. A. Skorbun, A. Doroshenko, B. Sploshnoy. Monitoring of gamma background in Chernobyl exclusion zone. In: XII Intern. Sci. Conf. "Monitoring of Geological Processes and Ecological Condition of the Environment", Kyiv, Ukraine, Nov. 13 - 16, 2018.
2. А.Д. Скорбун та ін.. Періодичності в сигналах довготривалих вимірювань гамма-фону в Чорнобильській зоні відчуження. Ядерна енергетика та довкілля 2(14) (2019) 39.

СУМУВАННЯ СПЕКТРІВ З НЕОДНАКОВИМ КАЛІБРУВАННЯМ ПО ЕНЕРГІЇ

О. М. Соколов, В. А. Лібман

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

При аналізі серії отриманих в експерименті гамма-спектрів зазвичай виникає потреба погоджувати сітки аргументів, на яких вони отримані [1]. Спектри можуть мати різні калібрування по енергії, що ускладнює порівняння або сумування їх. У роботі запропоновані процедури перетворення спектрів при переведенні їх з однієї шкали каналів на іншу з приведенням до одного, «базового» калібрування по енергії, при цьому саме калібрування по енергії не потрібно. Метод демонструється на прикладі спектрів первинних гамма-квантів при захопленні теплових нейтронів ядрами природного нікелю.

На першому етапі проводиться візуальний аналіз спектрів, вибирається «базовий», в калібрування якого будуть переводитися інші спектри серії (рис. 1). Для встановлення зв'язку між каналами двох спектрів, можливо нелінійного, формуються набори положень парних піків в «базовому» і робочому спектрах. Робиться це в інтерактивному режимі з можливістю залучати програму пошуку піка в заданому діапазоні каналів. Положення піків вказують вертикальні лінії як на рис. 2. По набору положень пар піків будується кусочно-лінійна залежність між каналами $k_2 = f(k_1)$. Після цього перетворення робочого спектра в калібрування «базового» спектра проводиться процедурою «пересипання», аналогічною до описаної в [2]. Результат такого перетворення показаний на рис. 3.

На другому етапі, коли «базовий» спектр вже обраний і кілька перших спектрів серії вже оброблені, застосовується програма обробки чергового спектра серії. Для цього спектра формується набір положень піків, парних з піками «базового» спектра і далі проводиться побудова залежності між каналами, «пересипання» робочого спектра и, нарешті, додавання перетвореного спектра до отриманих раніше результатів сумування (результат для ділянки шкали каналів показаний на рис. 4).

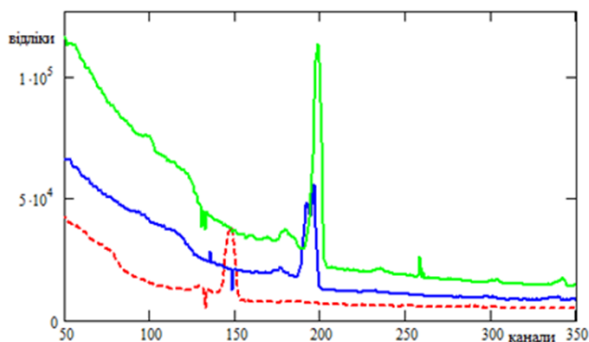


Рис. 1. Три спектра з різними калібруваннями по енергії (обраний «базовий» спектр – пунктир, червоною лінією).

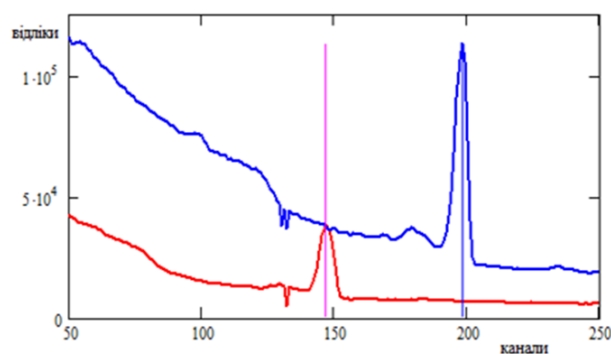


Рис. 2. «Червоний» спектр – «базовий», на пік вказує ліловий стовпчик, «синій» спектр – робочий, для вказівки на пік – синій стовпчик.

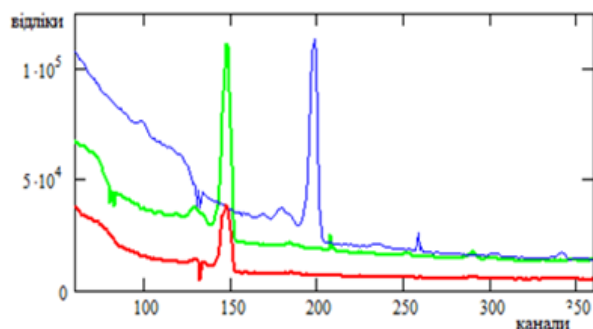


Рис. 3. «Синій» спектр перейшов в «зелений». Його калібрування тепер подібно до калібрування «червоного».

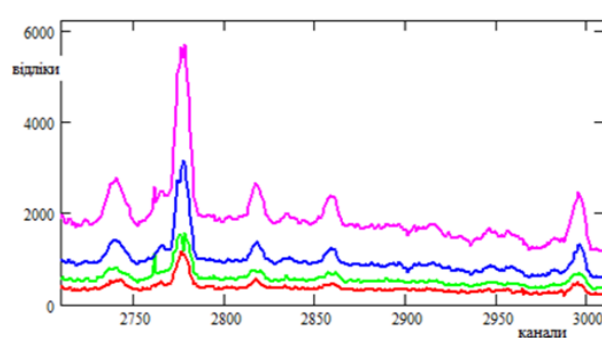


Рис. 4. Три спектра, перетворених до калібрування «базового» і сума їх.

Якщо бажано перевести результати на шкалу енергії, то калібрування по енергії достатньо провести лише для базового спектра. Робиться це аналогічно перетворенню спектра з однієї сітки каналів на іншу. Формуються пари «положення піка в базовому спектрі - енергія», далі «пересипання» сумарного спектра і результат сумування серії спектрів буде наведений на шкалі енергій. Якщо калібрування по енергії для «базового» і робочого спектрів $E = F1(k1)$ і $E = F2(k2)$ відомі, то відповідність між каналами можна встановити за правилом $k2(k1) = F2^{-1}(F1(k1))$ і тоді етап формування таблиці положень парних піків стане зайвим.

Крім перетворення самих значень даних при переході до нової сітки аргументів оцінюється зміна статистичних характеристик даних.

1. А.М. Sokolov. Approach to Gamma Spectrum Analysis when Energy Calibration is Unknown. In: Proc. of the 4-th Intern. Conf. "Current Problems in Nuclear Physics and Atomic Energy", Kyiv, Ukraine, Sept. 3 - 7, 2012 (Kyiv, 2013) p. 580.
2. В.И. Третьяк. Препринт Ин-та ядерных исслед. АН Украины КИЯИ-90-35 (Киев, 1990) 23 с.

АМоRE: НИЗЬКОТЕМПЕРАТУРНИЙ СЦИНТИЛЯЦІЙНИЙ БОЛОМЕТРИЧНИЙ ЕКСПЕРИМЕНТ З ПОШУКУ ПОДВІЙНОГО БЕТА-РОЗПАДУ ^{100}Mo

Н. В. Сокур
(від імені колаборації АМоRE)

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

АМоRE – великомасштабний експеримент з пошуку безнейтринного подвійного бета ($0\nu 2\beta$) розпаду ^{100}Mo з використанням низькотемпературних сцинтиляційних болометричних детекторів із кристалів молібдатів, коли одночасно реєструється сцинтиляційний та тепловий сигнали. Одночасна реєстрація сцинтиляційних та теплових сигналів робить можливим розділення подій від бета-частинок (шуканий ефект) і альфа-частинок (фон), а також покращує відкидання випадкових збігів подій у детекторах, що важливо у зв'язку з дуже повільним відгуком низькотемпературних болометричних детекторів. Початковий етап експерименту, АМоRE-Pilot, із 1,9 кг сцинтиляційних кристалів молібдату кальцію, виготовленого із кальцію, збідненого на ізотоп ^{48}Ca , та молібдену, збагаченого ізотопом ^{100}Mo ($^{48\text{збід}}\text{Ca}^{100}\text{MoO}_4$), було завершено 2019 р. [1]. Другий етап експерименту, АМоRE-I, планується проводити з приблизно 6 кг сцинтиляторів молібдату різного складу: молібдатів літію, натрію та кальцію із загальною масою збагаченого ^{100}Mo близько 3 кг. Метою АМоRE-I є подальше покращення параметрів детекторів, у першу чергу – фону та енергетичної роздільної здатності, а також остаточний вибір матеріалу детектора для наступного етапу експерименту, АМоRE-II, який планується провести із загальною масою сцинтиляційних кристалів молібдату близько 200 кг [2]. Це дасть змогу провести пошук безнейтринного подвійного бета-розпаду ^{100}Mo з чутливістю до періоду напіврозпаду на рівні $\text{lim}T_{1/2} \sim 10^{27}$ р, що входить в область інвертованої схеми масових станів нейтрино. Відповідно до такого періоду напіврозпаду ядра ^{100}Mo , ефективна маса нейтрино Майорани $\langle m_\nu \rangle \sim 17 - 28$ меВ (розкид значень пов'язаний з неточністю розрахунків ядерних матричних елементів безнейтринного подвійного бета-розпаду ядра ^{100}Mo в рамках різних ядерних моделей). У доповіді буде наведено попередні результати аналізу форми теплових та сцинтиляційних сигналів низькотемпературних сцинтиляційних болометричних детекторів з кристалами молібдатів літію та кальцію, проведеного з метою розділення бета- та альфа-подій, відкидання випадкових збігів подій. Попередньо показано, що форма фононних (теплових) сигналів залежить від місця події у кристалі, що дає змогу покращити енергетичну роздільну здатність детекторів, ключову характеристику, необхідну для підвищення чутливості експериментів з пошуку $0\nu 2\beta$ -розпаду атомних ядер.

1. V. Alenkov et al. First results from the АМоRE-pilot neutrinoless double beta decay experiment. Eur. Phys. J. C 79 (2019) 791.
2. V. Alenkov et al. Technical Design Report for the АМоRE $0\nu\beta\beta$ Decay Search Experiment. arXiv:1512.05957v1 [physics.ins-det].

**ПОРІВНЯЛЬНИЙ АНАЛІЗ ВЗАЄМОДІЇ ЯДЕР ${}^6\text{Li}$ ТА ${}^9\text{Be}$
З ЯДРАМИ В ДІАПАЗОНІ $7 \leq A \leq 208$**

**Ю. М. Степаненко¹, О. А. Понкратенко¹, В. В. Улещенко¹, К. Кемпер^{2,3},
Є. І. Кошій⁴, А. А. Рудчик¹, А. Т. Рудчик¹, К. Русек², Ю. О. Ширма¹**

¹ Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

² Лабораторія важких іонів Варшавського університету, Варшава, Польща

³ Університет штату Флорида, Таллахассі, США

⁴ Циклотронний інститут, Техаський А&М університет, Колледж-Стейшен, США

Останніми роками є інтерес до побудови глобальних потенціалів взаємодії ядер, які б задовільно забезпечували опис експериментальних даних пружних та непружних ядерних процесів при різних енергіях та враховували б масову залежність взаємодіючих систем.

Ряд подібних робіт присвячено отриманню таких потенціалів для взаємодій за участі ядер ${}^6\text{Li}$ та ${}^9\text{Be}$. Проте незважаючи на велику кількість параметрів енергетично та масово залежного потенціалів не завжди вдається описати взаємодію в широкому інтервалі енергій та мас.

У даній роботі було здійснено комплексний аналіз експериментальних диференціальних перерізів пружного розсіяння іонів ${}^6\text{Li}$ на ядрах ${}^{12}\text{C}$, ${}^{24}\text{Mg}$, ${}^{28}\text{Si}$, ${}^{40,48}\text{Ca}$, ${}^{58}\text{Ni}$, ${}^{90}\text{Zr}$, ${}^{208}\text{Pb}$ (сумарно 125 кутових розподілів) у діапазоні енергій зіткнення від 1 до 50 МеВ/нуклон та іонів ${}^9\text{Be}$ на ядрах ${}^7\text{Li}$, ${}^9\text{Be}$, ${}^{12,13}\text{C}$, ${}^{16}\text{O}$, ${}^{28}\text{Si}$, ${}^{40}\text{Ca}$, ${}^{208}\text{Pb}$ (91 розподіл) у діапазоні енергій від 1 до 30 МеВ/нуклон.

В якості оптичного потенціалу взаємодії між ядрами використовувався потенціал подвійної згортки типу Сан-Пауло [1]:

$$U_{DF}(r) = N_R t_R^3 V_{DF}(t_R r) + N_I t_I^3 V_{DF}(t_I r), \quad (1)$$

де $V_{DF}(r)$ – потенціал подвійної згортки з прямою та обмінною частинами із залежним від густини нуклон-нуклонним потенціалом DDM3Y1 (Рейд) та густинами ядер типу Сан-Пауло [2].

У результаті аналізу кутових розподілів пружного розсіяння в рамках оптичної моделі з потенціалом (1) було виявлено сильні взаємні кореляції в парах $N_R - t_R$ та $N_I - t_I$, що давало можливість зафіксувати на усереднених по енергіям та масах ядер значення параметрів t_R та t_I ($t_R = 1$; $t_I = 0,78$). А вся можлива додаткова залежність потенціалу від енергії та маси мішені (крім тієї, що визначається фолдінг-моделлю) може бути перенесена на параметри N_R та N_I .

Параметри потенціалів для пар взаємодіючих ядер та глобальні параметри у формулах (1) та (2)

| P | T | N_R | N_I | χ^2 | N_R | $N_I(B)$ | ρ | χ^2 |
|-------------------------------------|-----------------------------------|-------|-------|----------|-------|----------|--------|----------|
| Be^9 | ${}^{208}\text{Pb}$ | 0,452 | 0,075 | 0,94 | 0,347 | 0,059 | 0,077 | 0,8 |
| | ${}^{40}\text{Ca}$ | 0,559 | 0,322 | 10,4 | 0,532 | 0,144 | 0,092 | 9,2 |
| | ${}^{28}\text{Si}$ | 0,506 | 0,339 | 9,7 | 0,518 | 0,152 | 0,077 | 7,2 |
| | ${}^{16}\text{O}$ | 0,647 | 0,366 | 36,8 | 0,663 | 0,150 | 0,083 | 34,1 |
| | ${}^{12}\text{C}$ | 0,755 | 0,428 | 21,5 | 0,994 | 0,102 | 0,14 | 15,3 |
| | ${}^7\text{Li}$ | 0,560 | 0,359 | 35,0 | 0,603 | 0,223 | 0,051 | 33,0 |
| Li^6 | ${}^7\text{Li}-{}^{208}\text{Pb}$ | 0,582 | 0,359 | 24,3 | 0,601 | 0,186 | 0,068 | 22,2 |
| | ${}^{208}\text{Pb}$ | 0,405 | 0,139 | 9,7 | 0,348 | 0,043 | 0,222 | 7,7 |
| | ${}^{90}\text{Zr}$ | 0,792 | 0,385 | 12,5 | 0,786 | 0,167 | 0,088 | 9,4 |
| | ${}^{58}\text{Ni}$ | 0,625 | 0,342 | 24,0 | 0,624 | 0,127 | 0,083 | 17,9 |
| | ${}^{40}\text{Ca}$ | 0,708 | 0,380 | 26,2 | 0,711 | 0,205 | 0,068 | 20,5 |
| | ${}^{28}\text{Si}$ | 0,626 | 0,347 | 83,3 | 0,630 | 0,072 | 0,120 | 45,4 |
| | ${}^{12}\text{C}$ | 0,594 | 0,314 | 43,8 | 0,659 | 0,106 | 0,091 | 33,3 |
| ${}^{12}\text{C}-{}^{208}\text{Pb}$ | 0,605 | 0,350 | 50,8 | 0,619 | 0,098 | 0,116 | 41,6 | |

У результаті підгонки для кожної аналізованої пари ядер (${}^6\text{Li} + T$, ${}^9\text{Be} + T$) було знайдено параметри N_R , N_I (представлені у стовпчиках 3 та 4 в таблиці для деяких пар), отримані з підгонки всіх наявних кутових розподілів для даної пари при всіх енергіях, а також отримано глобальні параметри N_R , N_I із аналізу кутових розподілів для всіх ядер мішеней (рядки 7 та 14).

Наступним кроком було виконано пошук потенціалів для кожної пари ядер з явною залежністю від енергії нормувальних коефіцієнтів. Було враховувано енергетичну залежність тільки уявної частини лінійним від логарифма енергії членом, а саме:

$$N_i(E) = N_i(B) + p \ln(E/B), \quad (2)$$

де B – параметр висоти кулонівського бар'єра для відповідної пари ядер (в лабораторній системі):

$$B = (Z_P Z_T)/x \square (M_T + M_P)/M_T, \quad x = A_T^{1/3} + A_P^{1/3}. \quad (3)$$

Даний параметр B введений для пошуку глобального потенціалу і відображає деяку залежність параметра N_i від маси та зарядів відповідних взаємодіючих пар ядер. Знайдені параметри N_R , $N_i(B)$, p наведені у зазначеній таблиці в стовпцях 6-8. Також отримано глобальні параметри N_R , $N_i(B)$, p із аналізу кутових розподілів для всіх ядер мішеней (рядки 7 та 14).

На рис. 1 для трьох пар ядер ($T = {}^{12}\text{C}$, ${}^{16}\text{O}$, ${}^{28}\text{Si}$) показано положення дифракційних максимумів у шкалі переданого імпульсу $q = 2k \sin(\Theta_{\text{cm}}/2)$, значення яких отримані з експериментальних кутових розподілів при різних енергіях різних ядер мішеней. Криві відображають ті ж положення максимумів, розраховані для теоретичних розподілів за оптичною моделлю з використанням енергетичного глобального потенціалу (параметри N_R , $N_i(B)$, p) для ядер ${}^9\text{Be}$. На рис. 2 показано те саме для значень перерізів в максимумах кутових розподілів пружного розсіяння.

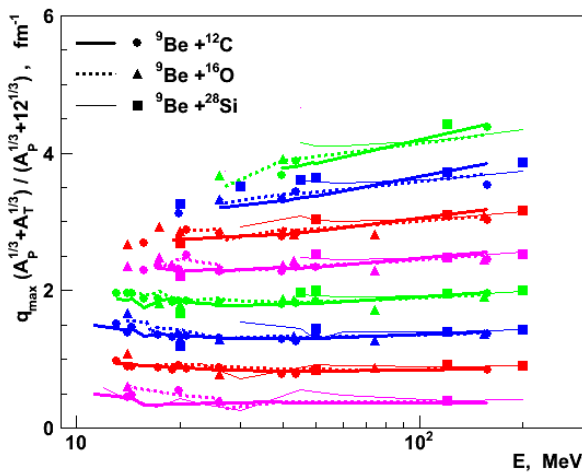


Рис. 1. Положення дифракційних максимумів у шкалі переданого імпульсу $q = 2k \sin(\Theta_{\text{cm}}/2)$ для взаємодіючих пар ядер ${}^9\text{Be} + T$, приведеного до переданого імпульсу в системі ${}^9\text{Be} + {}^{12}\text{C}$ (нумерація максимумів знизу – вверх).

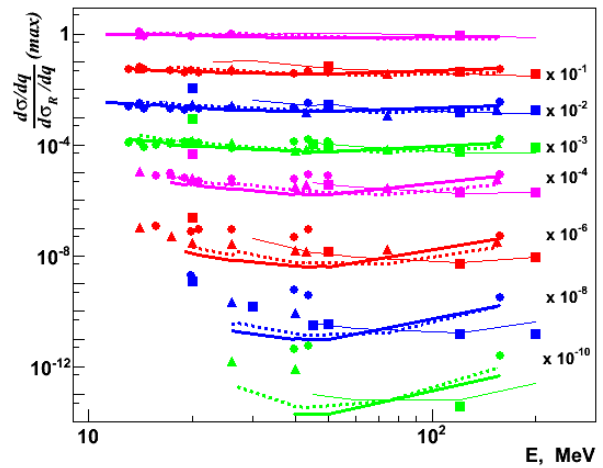


Рис. 2. Значення перерізів у дифракційних максимумах для взаємодіючих пар ядер ${}^9\text{Be} + T$ (нумерація максимумів зверху – вниз).

У результаті аналізу пружного розсіяння ${}^6\text{Li}$ та ${}^9\text{Be}$ на ядрах в інтервалі мас $7 \leq A \leq 208$ знайдено просту трипараметричну апроксимацію взаємодії на основі потенціалу подвійної згортки типу Сан-Пауло, що задовільно описує експериментальні кутові розподіли в усьому проаналізованому діапазоні енергій та мас ядер мішеней.

1. I.I. Gontchar, D.J. Hinde. Double folding nucleus-nucleus potential applied to heavy-ion fusion reactions. Phys. Rev. C 69 (2004) 024610.
2. L.C. Chamon et al. Toward a global description of the nucleus-nucleus interaction. Phys. Rev. C66 (2003) 014610.

УДОСКОНАЛЕННЯ ЗОВНІШНЬОГО ТРЕКЕРА ЕКСПЕРИМЕНТУ CMS

М. А. Теклішин^{1,2}

¹ *Католицький університет м. Лювена, Лювен-ля-Ньов, Бельгія*

² *Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна*

Зовнішній трекер експерименту CMS буде замінений покращеною версією до набору даних із HL-LHC, який почнеться у 2025 р. Збільшення світимості прискорювача, разом із новими детекторами, значно розширить можливості щодо вивчення рідкісних процесів Стандартної Моделі (СМ) а також поза СМ. Прикладами можуть бути взаємодії бозону Хігса із легшими частинками, а також спостереження за рідкісними розпадами, наприклад $B_s^0 \rightarrow \mu\mu$. Новіша версія детектора матиме більше покриття в передній області, меншу кількість матеріалу, а також точнішу роздільну здатність щодо точок взаємодії. Щоб задовольнити переліченим вище властивостям, буде запроваджено новий дизайн детекторних модулів, охолодження, а також механічної структури.

Детекторні модулі зовнішнього трекера складатимуться із двох струпових сенсорів (2S) або пари піксельний-стріповий сенсор (PS). Визначальною властивістю модулів буде схема збігів між парами сенсорів втілена на рівні зчитувальної мікроелектроніки. Цифрові сигнали щодо цих бігів передаватимуться з частотою 40 МГц та будуть використані для швидкої реконструкції високоімпульсних траєкторій у режим реального часу. Ця інформація використовуватиметься тригером для прийняття рішення про детальне зчитування інформації для окремих зіткнень.

Охолодження сенсорів та зчитувальної електроніки здійснюється через мережу тонких металевих трубок із двофазною вуглекислою в якості теплоносія. Через майже однакову температуру кипіння вуглекислоти во всій довжині охолоджувальної трубки, очікується висока однорідність температури детекторних модулів. Ця властивість є корисною в світлі високих флюенсів адронів (до 210^{15} п/см²) що в свою чергу призводитиме до високих зворотних струмів в кремнієвих сенсорах.

Регіон Tracker Endcap Double Disc (TEDD) складається зі збірки 20 напівдисків з вуглецевого волокна з двома типами детекторних модулів змонтованих на обох поверхнях. Такий підхід дає змогу зменшити кількість матеріалу, в той же час підвищуючи точність вимірювання точкової взаємодії, що в свою чергу покращує точність реконструкції траєкторій частинок. Циліндричний регіон (TBPS/TB2S) в центральній частині детектора складатиметься із драбиноподібних структур із аналогічними детекторними модулями. Частина з них буде повернута під гострим кутом до поверхні циліндра для зменшення впливу мертвих зон на поверхні сенсорів.

1. K. Klein et al. [CMS Collaboration]. CERN-LHCC-2017-009, CMS-TDR-014.

ЕНЕРГЕТИЧНА ЗАЛЕЖНІСТЬ ПРУЖНОГО РОЗСІЯННЯ ДЕЙТРОНІВ НА ІЗОТОПАХ БЕРИЛІЮ

**В. В. Улещенко¹, К. Кемпер^{2,3}, Є. І. Кошій⁴, С. М. Лук'янов⁵, О. А. Понкратенко¹,
А. А. Рудчик¹, А. Т. Рудчик¹, К. Русек², Ю. М. Степаненко¹, Ю. О. Ширма¹**

¹ Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

² Лабораторія важких іонів Варшавського університету, Варшава, Польща

³ Університет штату Флорида, Таллахассі, США

⁴ Циклотронний інститут, Техаський А&М університет, Колледж-Стейшен, США

⁵ Лабораторія ядерних реакцій імені Г.М. Фльорова, ОІЯД, Дубна, Росія

Виконано систематичний аналіз пружного розсіяння при взаємодії дейтронів з ядрами ${}^9\text{Be}$ у діапазоні енергій $E_d = 1 - 28$ МеВ у рамках оптичної моделі. Сумарно до аналізу було включено 34 кутових розподіли диференціальних перерізів пружного $d + {}^9\text{Be}$ -розсіяння. Аналіз у рамках оптичної моделі

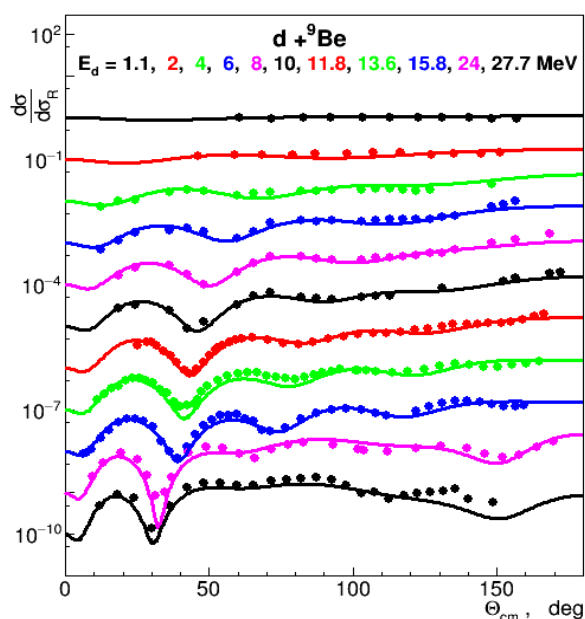


Рис. 1. Диференціальні перерізи пружного розсіяння $d + {}^9\text{Be}$ (у відношенні до перерізу Резерфорда) залежно від кута розсіяння у системі центра мас для 11 вибраних енергій пучка дейтронів. Верхній розподіл поданий у власній шкалі, кожний наступний розподіл помножений на масштабний множник 10^{-1} по відношенню до попереднього.

пучка. Аналіз показує близькість дифракційних радіусів у всіх випадках розсіяння в системах $d + {}^{9,10,11}\text{Be}$. Дифракційний радіус розсіяння в системі $d + {}^7\text{Be}$ є помітно меншим від дифракційного радіусу в системі $d + {}^9\text{Be}$. Подібним чином значення диференціальних перерізів пружного розсіяння з дейтронами у своїх дифракційних максимумах (у відношенні до перерізу Резерфордівського розсіяння) є досить близькими для різних ізотопів берилію. Виявлені відхилення від загальних тенденцій поведінки диференціальних перерізів у випадку пружного розсіяння $d + {}^{11}\text{Be}$ при енергії $E_d = 5,6$ МеВ [3], де наявні експериментальні диференціальні перерізи виглядають більшими в 5 - 6 разів від того, що варто було б очікувати з огляду на плавну зміну перерізу зі зміною маси й енергії. Можливі причини даних відхилень ще потребують подальшого аналізу.

Виконано оцінку можливого внеску механізму компаунд-ядра до процесу пружного розсіяння та енергетичної залежності такого внеску. Виявлено можливий істотну роль такого механізму у процесах розсіяння, а також реакцій у випадку невеликих енергій зіткнення. Такий істотний внесок може вимагати прямого врахування механізму компаунд-ядра під час визначення спектроскопічних факторів нуклонів та кластерів з даних реакцій передач у рамках теоретичного аналізу.

виконувався [1] як із застосуванням єдиного незалежного від енергії потенціалу для опису всіх наявних експериментальних даних, так і з використанням енергетично залежного потенціалу. Функціональна залежність параметрів потенціалу типу Вудса - Саксона від енергії базувалась на результатах підходу до опису розсіяння дейтронів на кількох ядрах [2], який щоправда не показав опису аналізованих даних і потребував уточнення. Результати аналізу виразно показали точніший опис експериментальних даних у випадку використання енергетично-залежних потенціалів, а також кращу загальну відповідність таких потенціалів характерним особливостям зміни дифракційної картини $d + {}^9\text{Be}$ -розсіяння зі зміною енергії. Досягнуто задовільного опису всіх наявних експериментальних кутових розподілів одним потенціалом.

Порівняльний аналіз поведінки експериментальних диференціальних перерізів пружного розсіяння дейтронів на різних ізотопах берилію ${}^{7,9,10,11}\text{Be}$ показав систематичну плавну поведінку диференціальних перерізів у своїх дифракційних максимумах при зміні маси мішені чи енергії

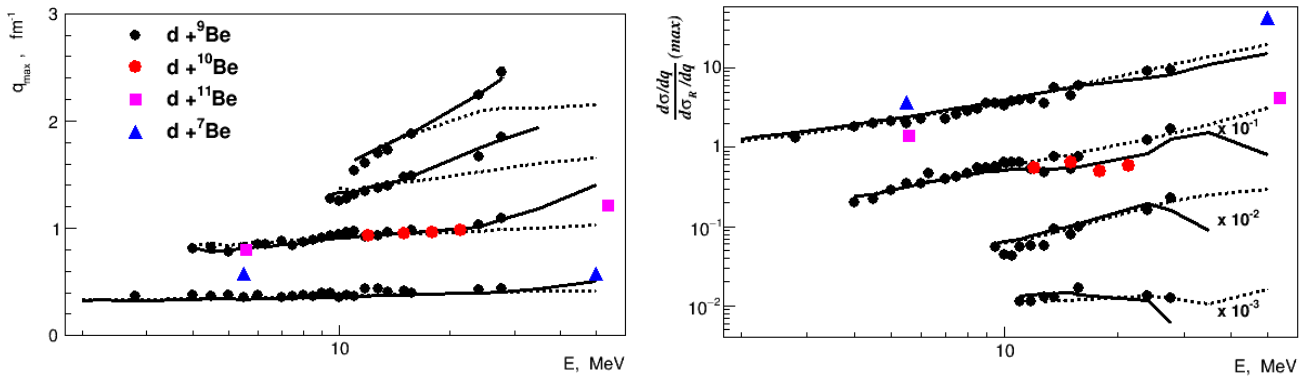


Рис. 2. Положення дифракційних максимумів диференціальних перерізів пружного розсіяння в шкалі переданого імпульсу залежно від енергії зіткнення. Суцільні криві відображають ОМ-перерізи з енергетично залежним потенціалом, короткоштрихові – з енергетично незалежним потенціалом.

1. В. В. Улещенко та ін. Енергетична залежність пружного розсіяння дейтронів з енергіями $E_d = 1 \div 28$ MeV на ізотопах берилію. Ядерна фізика та енергетика 21(2) (2020).
2. Y. Zhang, D.Y. Pang, J.L. Lou. Optical model potential for deuteron elastic scattering with 1p-shell nuclei. Phys. Rev C 94 (2016) 014619.
3. J.G. Johansen et al. Transfer reactions using a low-energy ${}^{11}\text{Be}$ beam. AIP Conf. Proc. 1377 (2011) 368.

ЛАБОРАТОРНА МОДЕЛЬ ПОПЕРЕДНЬОГО ПІДСИЛЮВАЧА ДЛЯ ГЕРМАНІЄВИХ ГАММА-ДЕТЕКТОРІВ

Р. Ю. Чаплинський, Е. Є. Петросян, Т. В. Микитюк

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Комерційно доступні зарядочутливі попередні підсилювачі (ПП) для детекторів на основі особливо чистого германію (ОЧГ) складаються з великої кількості дискретних електронних компонентів спеціального призначення, тому вони доволі складні та дорогі. Складові частини таких ПП важко або навіть неможливо знайти у вільному продажу для заміни чи ремонту. Тому метою роботи була розробка лабораторної моделі ПП для ОЧГ детекторів на основі доступних електронних компонентів.

Для спрощення схемотехніки, налагодження, монтажу та собівартості ПП був побудований на операційних підсилювачах виробництва фірми Analog Device (рис. 1). Між зарядочутливою частиною та вихідним підсилювачем було включено диференційний CR ланцюг зі сталою часу 50 мкс, яка вважається оптимальною з точки зору фільтрації вихідного сигналу та дає змогу забезпечити завантаження більше $5 \cdot 10^5$ імпульсів/с [1]. Операційні підсилювачі та об'єкту їх були змонтовані на спеціально розробленій двосторонній друкованій платі. Для покращення шумових характеристик задня сторона плати була максимально залита суцільним полігоном з'єднаним з землею. Плата живилася від джерела живлення напругою ± 12 В. Для подачі високої напруги використовувався високовольний фільтр моделі ЕМ152 фірми ORTEC з роз'ємом SHV.

Головний каскад ПП який включав в себе польовий транзистор, ємність і резистор зворотного зв'язку (ЗЗ) структурно відокремлений від плати з операційними підсилювачами та живленням польового транзистору. Таким чином головний каскад можна розташовувати як в криостаті з детектором для охолодження та зменшення шумів, так і при кімнатній температурі в безпосередній близькості з наступними каскадами підсилення.

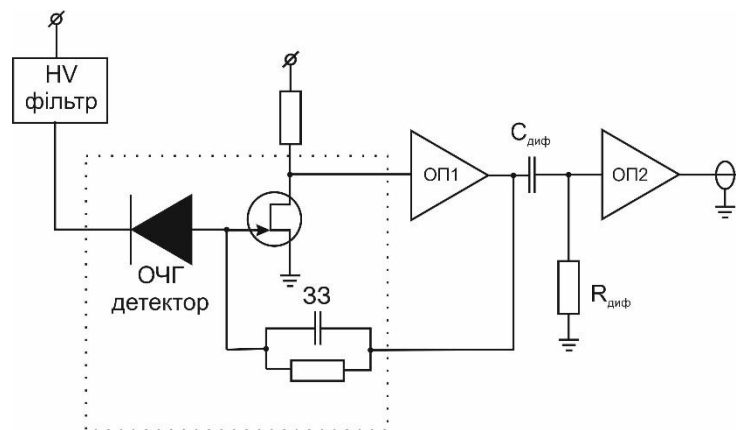


Рис. 1. Блок-схема лабораторного зразка попереднього підсилювача.

Використовуючи конденсатор зворотного зв'язку номіналом 0,47 пФ та коефіцієнт підсилення вихідного операційного підсилювача рівний 2 чутливість розробленого ПП дорівнює

$$\frac{V_0}{E} = \frac{q \cdot 10^6 \cdot K_u}{C_f \cdot \varepsilon} = 230 \text{ мВ/МеВ}$$

де $\varepsilon = 2,96$ еВ – енергія яка необхідна для утворення електрон-діркової пари в германії при температурі 77 К, V_0 – амплітуда імпульсу напруги (В), E – енергія гамма-кванта (МеВ), $q = 1,6 \cdot 10^{-19}$ заряд електрона (Кл), $K_u = 2$ – коефіцієнт підсилення вихідного каскаду на ОП2, C_f – ємність ЗЗ.

Для експериментального дослідження основних характеристик використовувався цифровий аналізатор імпульсних сигналів DSPEC jr 2.0 з роздільною здатністю 8 тис. каналів виробництва фірми ORTEC. В якості детекторного блоку використовувався детектор фірми ORTEC GEM60190 на основі ОЧГ кристала циліндричної геометрії з ефективністю (відносно детектора NaI розміром 3×3) – 60 %.

У результаті вимірювання гамма-спектрів, набраних за допомогою точкового джерела випромінювання ^{60}Co по лінії 1332,5 кеВ, отримано роздільну здатність 1,88 кеВ, мертвий час не перевищував 2,5 % (рис. 2). Така роздільна здатність задовольняє вимогам до гамма-спектрометрів на основі ОЧГ детекторів [2].

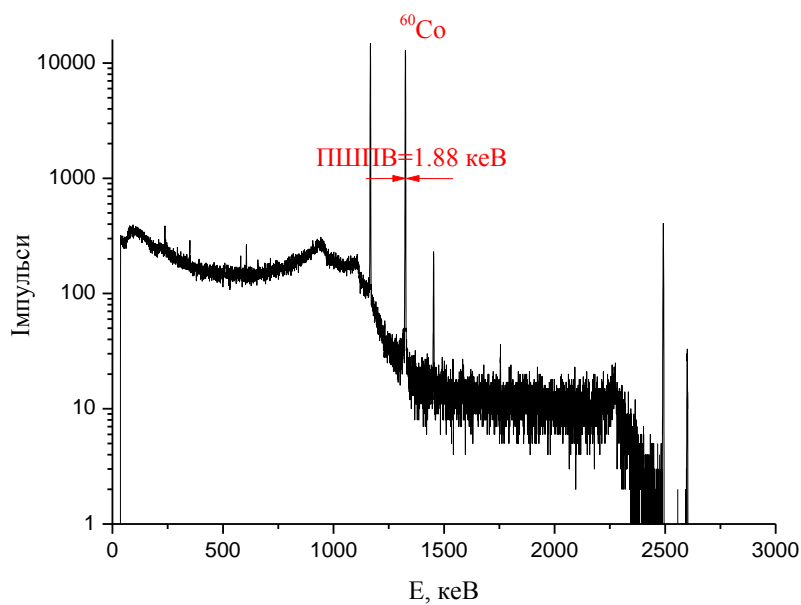


Рис. 2. Спектр ОЧГ детектора, виміряний за допомогою розробленого лабораторного ПП.

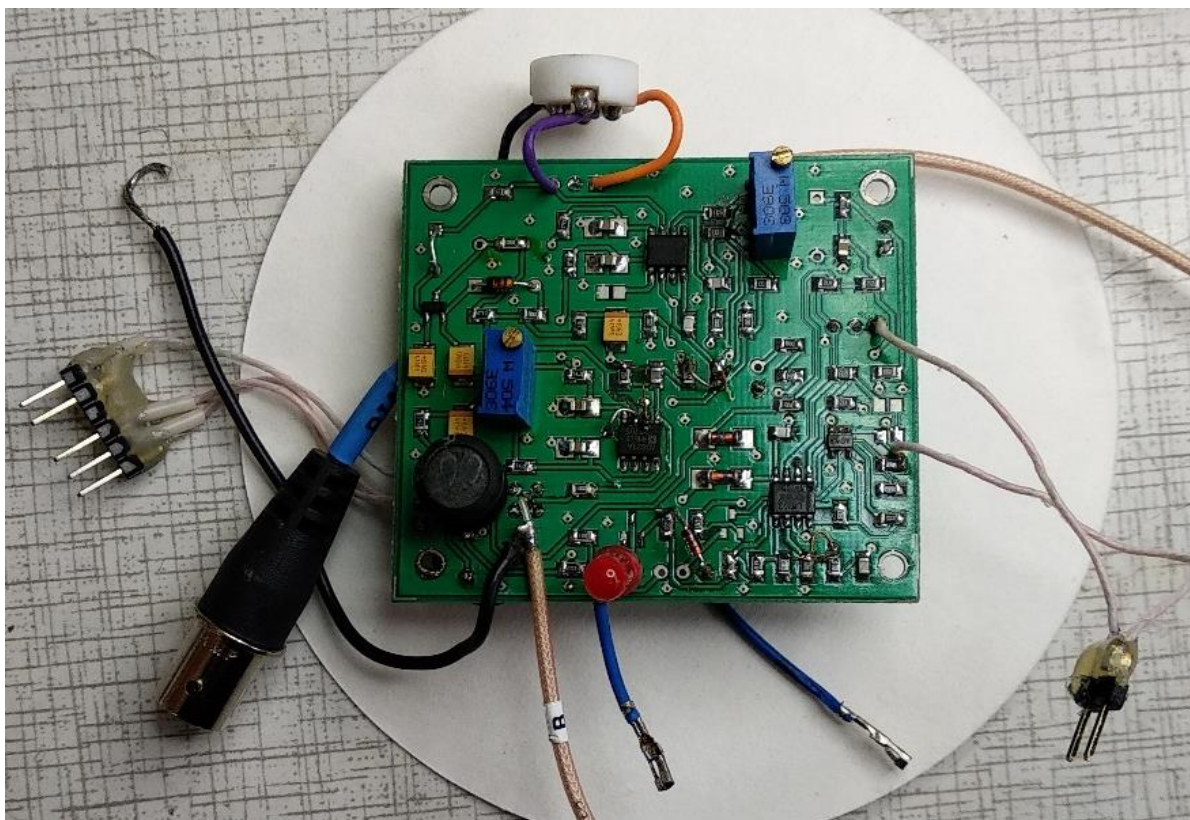


Рис. 3. Фотографія розробленого ПП

За науково-технічну та матеріальну допомогу автори щиро вдячні ТОВ «НПК «СПЕКТР».

1. www.ortec-online.com/-/media/ametekortec/other/amplifier-introduction.pdf?la=en.
2. ГОСТ18229-81. Предусилители спектрометрические зарядочувствительные для полупроводниковых детекторов ионизирующего излучения (Москва, ИПК изд-во стандартов, 1997).

Анотації до доповідей з атомної енергетики

ОЦІНКА ВМІСТУ $^{59,63}\text{Ni}$ ФОТОАКТИВАЦІЙНИМ МЕТОДОМ У РАДІОАКТИВНИХ ВІДХОДАХ ДСП ЧАЕС

**Д. М. Бондарьков¹, М. Д. Бондарьков¹, А. М. Максименко¹,
В. О. Желтоножський², Д. Є. Мизніков², В. І. Слісенко²**

¹ ДНДУ «Чорнобильський центр з проблем ядерної безпеки, радіоактивних відходів та радіоекології»
ДАЗВ України, Славутич, Київська обл., Україна

² Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Одним з актуальних завдань радіоекології є оцінка накопичення радіонуклідів в конструкційних матеріалах АЕС, тому що в найближчі роки через закінчення термінів експлуатації планується закрити велику кількість АЕС. В конструкційних матеріалах відбувається накопичення довгоживучих радіонуклідів, частина яких розпадається чи з випусканням тільки бета-частинок, чи шляхом електронного захвату без випромінювання γ -квантів. Для основних елементів конструкційних матеріалів (хром, залізо, кобальт, нікель) електронний захват супроводжується випромінюванням характеристичних квантів з енергіями 6 - 7 кеВ. Реєстрація такого випромінювання також є доволі складним методичним завданням. Для його вирішення потрібні складні радіохімічні процедури. Особливо складно досліджувати накопичення радіонуклідів в таких елементах як залізо та нікель. Це основні елементи конструкційних матеріалів в АЕС, в яких утворюється велика кількість радіонуклідів ^{55}Fe та $^{59,63}\text{Ni}$. Всі ці радіонукліди не випромінюють гамма-кванти. Особливо складною є ситуація з реєстрацією ^{63}Ni ($T_{1/2} = 100$ років), який в бета-розпаді розпадається на електрони з граничною енергією 66 кеВ. Реєстрація електронів з такою низькою енергією є складним методичним завданням. Для визначення цих активностей ми розробили методику, яка ґрунтується на фотоядерних реакціях. Аналіз перерізів фотоядерних реакцій на ядрах заліза, кобальту та нікелю показав що співрозмірні активності будуть напрацьовуватись в (γ, n) та $(\gamma, 2n)$ -реакціях та на порядок нижчі перерізи при вильоті заряджених частинок. У конструкційних матеріалах, а це в основному, нержавіюча сталь, основними елементами являються залізо та хром. Кобальт та нікель є домішковими речовинами. Виходячи з вищевикладеного були вибрані реакції з вильотом протона для ідентифікації заліза та (γ, n) і $(\gamma, 2n)$ -реакції для активації кобальту і нікелю. У (γ, n) та (γ, pn) -реакціях при опроміненні фрагментів конструкційних матеріалів утворюється $^{56}\text{Fe}(\gamma, pn)^{54}\text{Mn}$ ($T_{1/2} = 312$ діб, $\gamma = 835$ кеВ), $^{59}\text{Co}(\gamma, n)^{58}\text{Co}$ ($T_{1/2} = 71$ доба, $\gamma = 811$ кеВ), $^{58}\text{Ni}(\gamma, 2n)^{56}\text{Ni} \rightarrow ^{56}\text{Co}$ ($T_{1/2} = 78$ діб, $\gamma = 847$ кеВ).

Дослідження проводилося з використанням гальмівних гамма-квантів з граничною енергією 37 МеВ на лінійному прискорювачі ЛУЕ-40 ХФТІ НАН України. Опромінювались зразки вагою 50 мг відібрані в різних місцях реактора 2-го блока ЧАЕС протягом 1,5 год струмом 5 мкА. Вимірювання проводились через 3 - 4 тижні після опромінення.

Спектри γ -квантів вимірювались на антикомptonівському спектрометрі зібраному на базі НРGe-детектора з енергетичною роздільною здатністю 1,9 кеВ на γ -лініях ^{60}Co та ефективністю реєстрації 15 % порівняно з NaI(Tl)-детектором розмірами 3'' \times 3''. На рисунку наведено фрагмент γ -спектра, на якому спостерігаються всі вищевказані γ -переходи.

Ми виміряли переріз фотоактивації цих радіонуклідів при опроміненні Fe, Ni та Co з точністю 5 - 6 % та визначили співвідношення їхніх мас у досліджуваних зразках, відібраних на 2-му блоці ЧАЕС, через вимірювання активностей вищевказаних радіонуклідів. Основним гамма-радіонуклідом в конструкційних матеріалах є ^{60}Co . Вимірявши активність ^{60}Co і знаючи співвідношення атомів Fe, Ni та Co, можна визначити активності $^{59,63}\text{Ni}$.

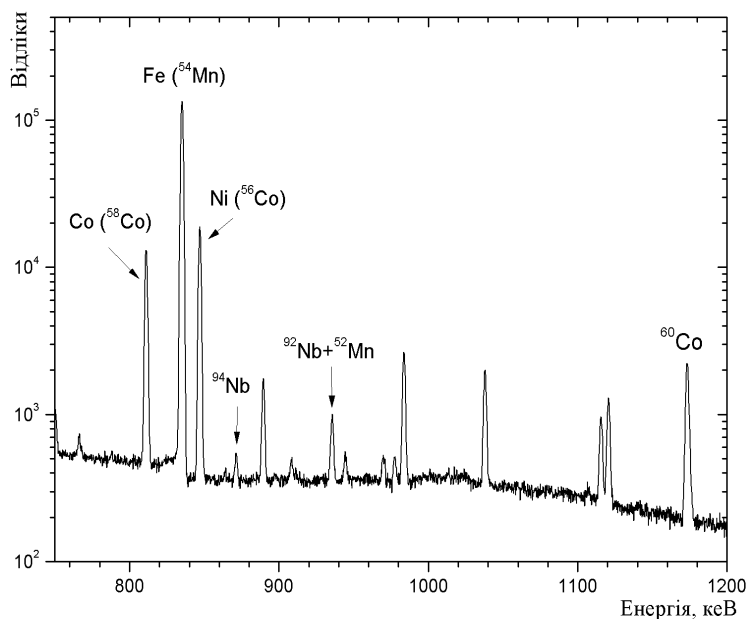
Активності розраховувались за такими формулами:

$$A(^{63}\text{Ni}) = 0,4 A(^{60}\text{Co}) \frac{(1 - e^{-\lambda_1 t_1}) e^{-\lambda_1 t_2}}{(1 - e^{-\lambda_2 t_1}) e^{-\lambda_2 t_2}}. \quad (1)$$

$$A(^{59}\text{Ni}) = 0,012 A(^{63}\text{Ni}), \quad (2)$$

де A – активність відповідного радіонукліда, Бк; λ_1, λ_2 – сталі радіоактивного розпаду ^{63}Ni та ^{60}Co відповідно, c^{-1} ; t_1 – тривалість експлуатації АЕС, с; t_2 – пауза після закінчення роботи 2-го блока ЧАЕС і до початку досліджень, с.

Отримані дані про активність $^{59,63}\text{Ni}$ наведено в таблиці. З цими ж зразками проведено радіохімічні процедури і виділено $^{59,63}\text{Ni}$.



Фрагмент γ -спектра конструкційних матеріалів.

Активності конструкційних матеріалів, Бк

| Матеріали | ^{60}Co | ^{63}Ni | ^{59}Ni | ^{63}Ni | ^{59}Ni |
|-----------|---------------------|------------------|------------------|------------------|------------------|
| | Гамма-спектрометрія | | | Радіохімія | |
| к. | 3.9 | 2.4 | 0.03 | 2.21 | <0.7 |
| ж. | 28 | 24 | 0.29 | 27 | 0.46 |
| мж. | 0.12 | 0.08 | <0.01 | <2.15 | - |
| т. | 4.0 | 4.2 | 0.05 | 5.0 | ≤ 0.4 |

П р и м і т к а. к. – корпус теплообмінника; ж. – жалюзі; мж. – трубки; т. – трубопровід.

Як видно спостерігається гарне узгодження радіохімічних та спектрометричних вимірювань для ^{63}Ni . У випадку ^{59}Ni ситуація складніша, оскільки при радіохімічних вимірюваннях ми змогли ідентифікувати даний радіонуклід лише в одній пробі. При цьому активність ^{59}Ni завищена в два рази порівняно з спектрометричними даними. Найімовірніше дане розходження зумовлено сильним збудженням матриці нікелю електронами ^{63}Ni . Це призводить до появи інтенсивного K_{α} -випромінювання Ni ($E = 7,5 \text{ кеВ}$) та на його фоні складно виділити K_{α} -випромінювання Co ($E = 6,9 \text{ кеВ}$), яке утворюється при розпаді ^{59}Ni . Це, на наш погляд, і завищує радіохімічні дані при розпаді ^{59}Ni . У цілому, запропонована методика на 1 - 2 порядки економічніша порівняно з радіохімічними процедурами та не вимагає наявності лабораторій з високим класом допуску до радіаційних робіт.

РИЗИКИ ФІЗИЧНОЇ ЯДЕРНОЇ БЕЗПЕКИ ЯДЕРНИХ УСТАНОВОК, ЯДЕРНИХ ТА ІНШИХ РАДІОАКТИВНИХ МАТЕРІАЛІВ

**В. І. Гаврилюк, С. С. Драпей, Б. В. Кайдик, В. І. Кирищук,
В. В. Пархоменко, О. П. Романова, А. В. Самсоненко**

*Навчальний центр з фізичного захисту, обліку та контролю ядерного матеріалу,
Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна*

Ризик – це потенційний небажаний результат унаслідок події, пов'язаною з фізичною ядерною безпекою, що визначається ймовірністю такої події та пов'язаними з нею наслідками, включаючи наслідки для людей, майна та довкілля. Ризик, як правило, є функцією трьох компонентів: загрози, уразливості та наслідків. Врахування ризиків є необхідною умовою визначення пріоритетів та розробки відповідних систем та заходів фізичної ядерної безпеки. Оцінки загроз і ризиків дають змогу державі управляти ризиками і визначати пріоритети у розподілі ресурсів (наприклад, людських і фінансових) організаціям та системам і заходам з фізичної ядерної безпеки.

Якщо з оцінкою вразливості та наслідків реалізації можливих загроз ядерним установкам та іншим радіаційно небезпечним об'єктам України, перш за все АЕС, більш менш все зрозуміло і такі оцінки регулярно проводяться по вже затвердженій методиці, то з кількісною оцінкою загроз ситуація більш складна. Для того, щоб такі оцінки були коректними, необхідно мати максимально точну інформацію про ситуацію в країні й усьому світі. У більшості випадків такі оцінки базуються на висновках відповідних експертів.

У даній доповіді розглядаються ймовірності таких загроз, які можуть бути реалізовані на території України:

- підлив ядерних боєприпасів;
- підлив саморобного ядерного вибухового пристрою;
- вчинення диверсії щодо АЕС чи іншого радіаційно-небезпечного об'єкта України;
- крадіжка чи інше несанкціоноване вилучення джерела іонізуючого випромінювання, радіоактивних відходів
 - захоплення окремих життєво важливих місць радіаційно небезпечного об'єкта з метою висунення певних вимог до уряду, місцевої влади, адміністрації установки;
 - загрози інформаційній безпеці радіаційно небезпечним об'єктам;

Крім того, детально обговорюється, яким чином, і оцінюється, з якою ймовірністю, можуть бути реалізовані ці загрози. Як результат, ймовірності реалізації більшості загроз в Україні оцінені від надзвичайно низької або $<0,025$ на рік (як у випадку підливу ядерних боєприпасів) до нижчої, ніж середня або $0,25 \div 0,40$ на рік (у разі захоплення окремих життєво важливих місць радіаційно небезпечного об'єкта з метою висунення певних вимог до уряду, місцевої влади, адміністрації установки). Реалізація загрози інформаційній безпеці радіаційно небезпечним об'єктам України має найвищу (вищу, ніж середня або $0,60 \div 0,75$ на рік) імовірність з усіх перерахованих загроз.

АНАЛІЗ ПРОСТОРОВО РОЗПОДІЛЕНОЇ ІНФОРМАЦІЇ ПРИ ВИЗНАЧЕННІ АТРИБУТИВНИХ ОЗНАК ЯДЕРНИХ ТА ІНШИХ РАДІОАКТИВНИХ МАТЕРІАЛІВ

О. В. Гайдар, В. В. Тришин, Г. П. Гайдар

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Визначення атрибутивних характеристик ядерних та інших радіоактивних матеріалів вимагає використання широкого набору методик вимірювань, у тому числі просторово-розподіленої інформації: даних щодо структури поверхні зразків, розміру зерен, структури та кольору їх, розподілу основних та мінорних елементів, поверхневого забруднення, тощо.

На прикладі досліджень зразків металевого урану, зразків уранової руди та концентратів уранової руди показано, як використання комплексного підходу до аналізу знімків електронного мікроскопу з енергодисперсійним аналізом, оптичного металографічного мікроскопу та фотографії дає змогу визначати методи обробки досліджуваних зразків та характер поверхневого забруднення, порівнювати елементний склад компонент уранових концентратів та кольору їх тощо.

Було імітовано сценарій ядерно-криміналістичного дослідження двох зразків металевого урану (рис. 1), за результатами якого необхідно було надати відповіді на ряд питань, зокрема: які технічні засоби використовувались чином ці зразки були отримані, чи представляють вони лише частину з набору аналогічних зразків, чи мають вони спільні атрибутивні характеристики що дають змогу пов'язати їх між собою.

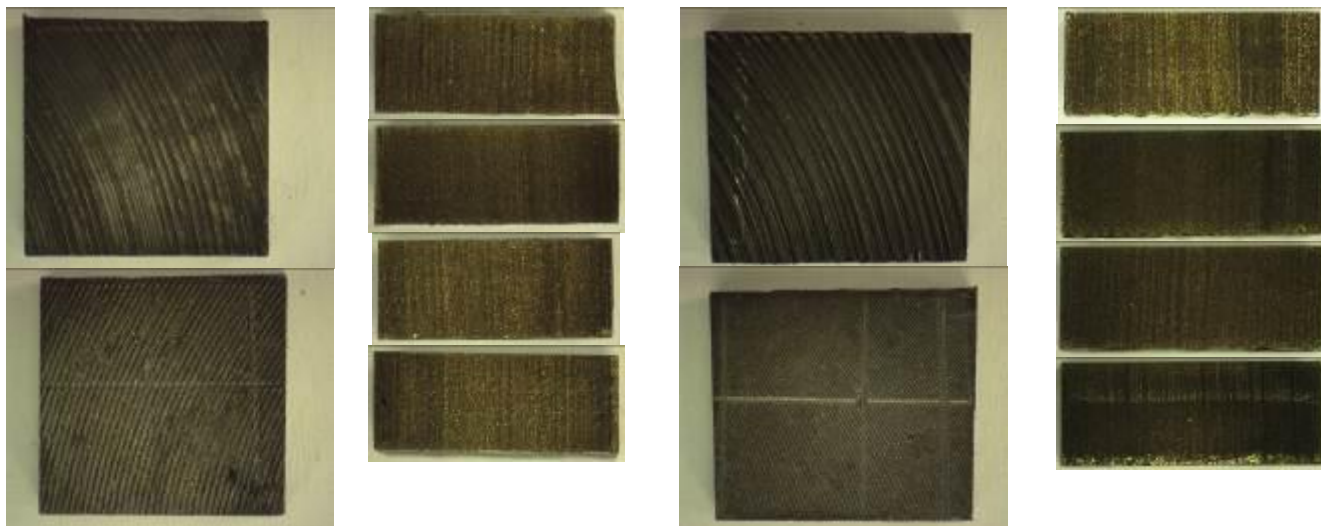


Рис. 1. Фотографії зразка металевого урану met_3/07 (ліворуч) та met_6/08 (праворуч).

Аналіз торцевих поверхонь зразків з використанням програмного забезпечення MapInfo дав змогу визначити, що зразки відрізались та оброблялись на токарному верстаті. Моделювання (з використанням Origin) спіралеподібного профілю дало змогу визначити орієнтовний радіус злитків, з яких були виготовлені ці зразки. Завдяки цьому було зроблено висновок, що досліджені матеріали являють собою лише частину з можливого набору зразків, а спільним для них є технологія вирізання зі злитків шайб, з яких у подальшому вирізались зразки прямокутної форми.

Аналіз бокових поверхонь тільки з використанням фотографії (див. рис. 1) не дає змоги дати чітку відповідь на методи різки. Однак дослідження поверхонь з використанням скануючого електронного мікроскопа (рис. 2) та порівняння отриманих зображень із зображеннями, що містяться у створеній в ІЯД НАН України базі даних для ядерної криміналістики, дали змогу встановити що для різки зразків було використано метод електроерозійної різки. Аналіз поверхневого забруднення зразків свідчить про використання для різки латунної проволочки.

Використання сучасних технологій для просторової прив'язки зображень, отриманих різними методами, дало змогу встановити відповідність між особливостями елементного складу окремих зерен та кольору їх для зразків стандарту уранового концентрату СUP-2.

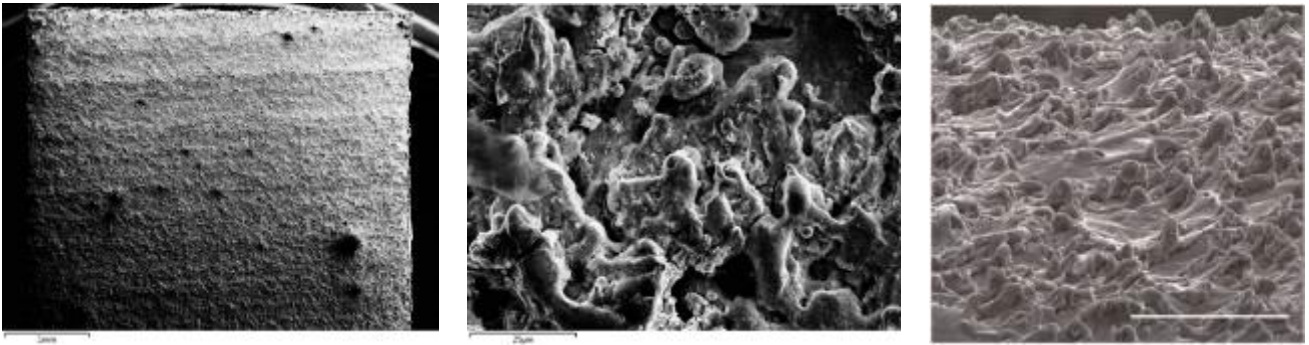
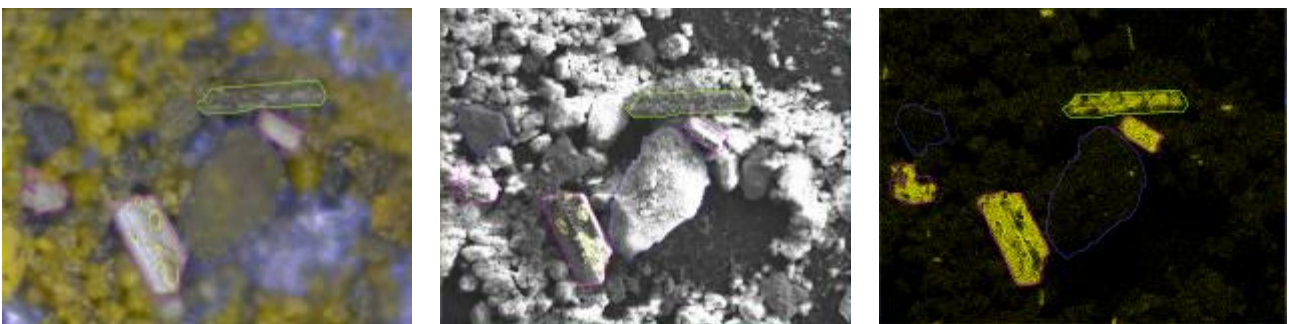


Рис. 2. Зображення бічної поверхні зразків металевго урану, отриманих з використанням скануючого електронного мікроскопа Carl Zeiss Reserch 18 та зразок поверхні після електроерозійної різки [1].

На рис. 3 показано приклади геокодованих (з використанням MapInfo) зображень, отриманих з використанням оптичного металографічного мікроскопа та скануючого мікроскопа з енергодисперсійним аналізатором.



Зображення оптичного мікроскопа Axio-Vert A1 (збільшення 10x).

Зображення скануючого електронного мікроскопа.

Карта розподілу вмісту сірки.

Рис. 3. Зображення дослідженої ділянки стандарту концентрату уранової руди CUP-2.

1. С. Prakash et al. Electric discharge machining – A potential choice for surface modification of metallic implants for orthopedic applications: A review. Proc. of the Institution of Mechanical Engineers. Part B. Journal of Engineering Manufacture 230(2) (2016) 331.

УЧАСТЬ УКРАЇНСЬКИХ ФАХІВЦІВ У МІЖНАРОДНИХ НАВЧАННЯХ РОЗРОБНИКІВ ЯДЕРНО-КРИМІНАЛІСТИЧНИХ БАЗ ДАНИХ «GALAXY SERPENT-4»

О. В. Гайдар, В. В. Тришин, В. К. Вітюк, Г. А. Прокопюк, Я. А. Деюн

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Протягом 2019 р. фахівці Центру екологічних проблем атомної енергетики ІЯД НАН України брали активну участь у міжнародних навчаннях “Galaxy Serpent-4. Дослідження ядерних паливних таблеток та відповіді на запити слідчих”.

Перший етап навчань полягав у створенні бази даних для наданого організаторами модельного набору атрибутивних характеристик різних паливних таблеток, які використовуються в реакторах різного типу.

На другому етапі були надані результати умовних аналітичних досліджень для 10 уранових паливних таблеток з набору понад 200, виявлених за сценарієм поза межами регулюючого контролю. Перед учасниками завдань було поставлено ряд запитань від слідчих, зокрема: чи наявні аналоги виявлених таблеток в створеній на першому етапі базі даних; які ключові параметри використовувались для встановлення аналогії; чи достатня кількість таблеток було досліджено для характеристики всього набору виявлених таблеток; чи достатня кількість параметрів було визначено в лабораторії та які ще дослідження були б корисними для слідства тощо.

У результаті проведеного нами аналізу було визначено потенційного уявного виробника виявлених паливних таблеток. З використанням Graded Decision Framework (GDF) та аналізу співвідношень між ізотопами урану і концентраціями слідових елементів (рис. 1) було визначено що всі 10 таблеток належать до різних партій ядерного палива а також визначено недостатність кількості досліджених таблеток для характеристики всього набору таблеток.

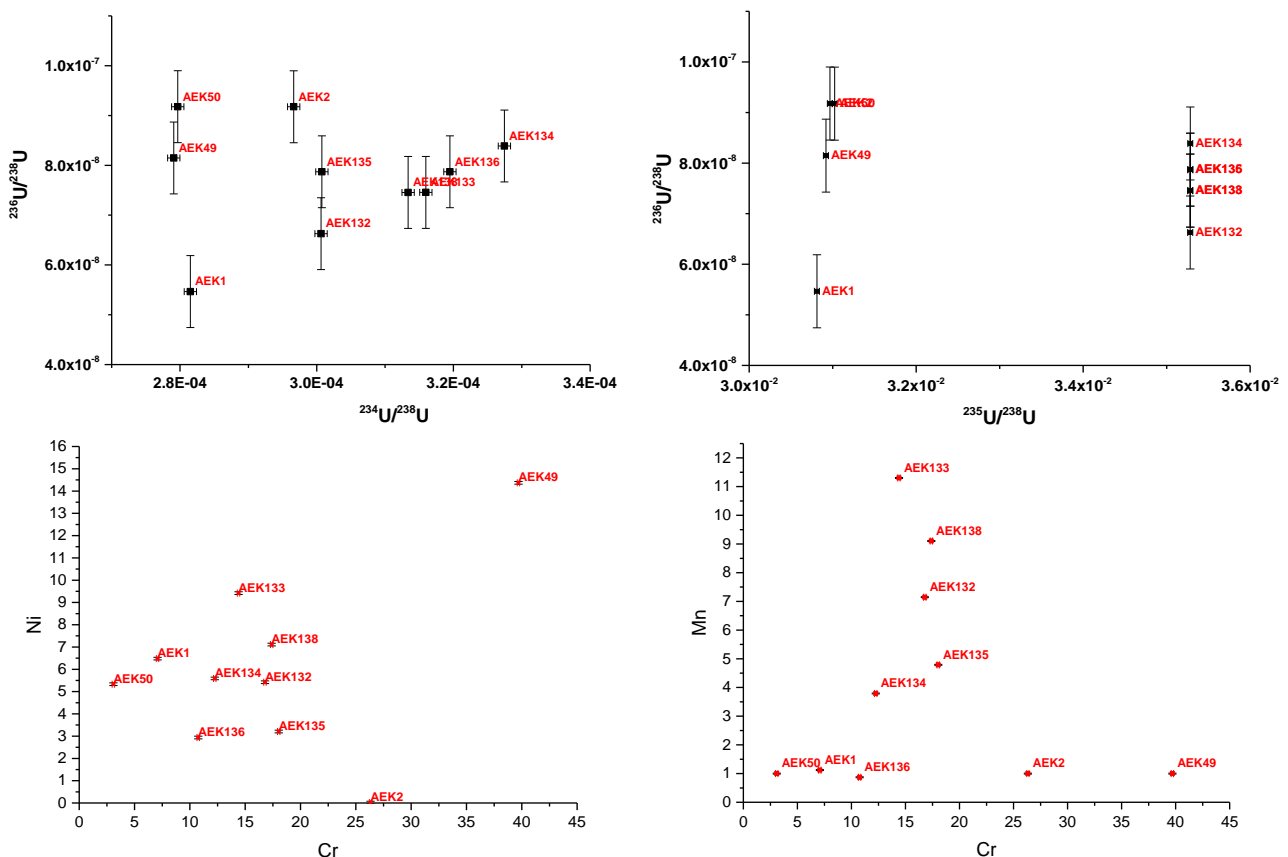


Рис. 1. Залежності відношень ізотопів урану та концентрацій слідових елементів у досліджених 10 паливних таблетках.

За результатами аналізу співвідношень ізотопів урану та вмісту ^{236}U було сформульовано ряд питань, відповіді на які дало б можливість більш чітко встановити походження вихідного матеріалу, зокрема чи використовувалось перероблене відпрацьоване ядерне паливо в процесі виготовлення досліджених таблеток.

На третьому етапі були надані дані щодо порошку (powder) зі збагаченого урану, який був виявлений в підпільній лабораторії. На основі порівняння характеристик виявленого порошку з даними бази даних необхідно було дати відповідь на запитання слідчих, які в цілому були аналогічні попереднім. І на останньому четвертому етапі було надано аналітичні дані щодо зразка уранової паливної таблетки (МКС1), «закупленої слідчими на eBay». У доповнення до вже згаданих запитань додатково було необхідно визначити, чи є щось спільне між всіма виявленими матеріалами і визначити ступінь надійності даних відповідей.

За результатами проведеного аналізу (рис. 2 і 3) було зроблено якісний висновок, що всі матеріали так чи інакше пов'язані з виробником «Kaweah Gap» (умовна назва). Нажаль, повнота наданих даних, не дає змоги дати більш впевнену відповідь та повною мірою застосувати Graded Decision Framework для відповідей на запитання слідчих.

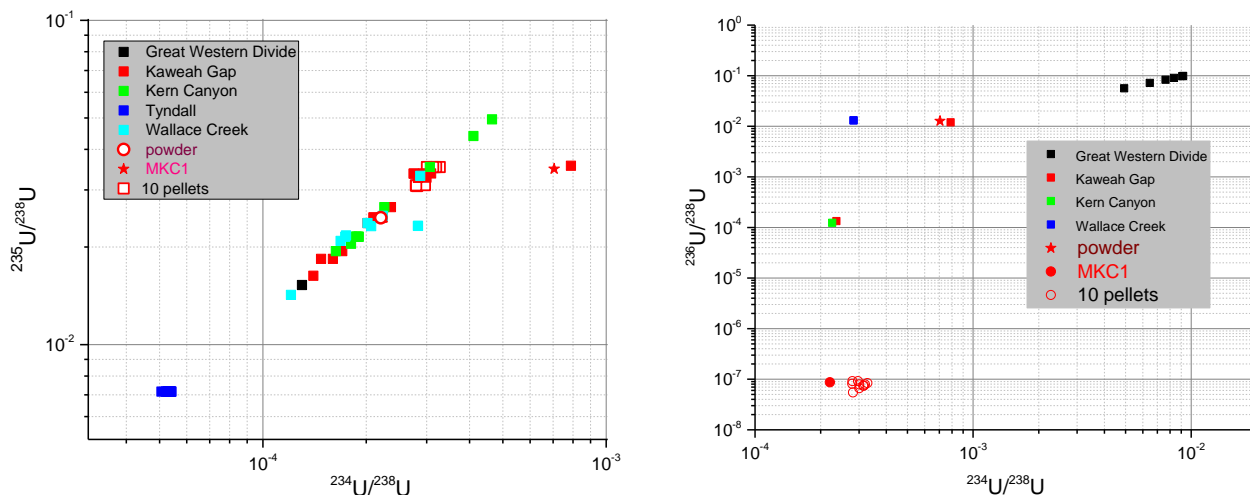


Рис. 2. Залежності відношень ізотопів урану для «виявлених матеріалів» та модельного набору таблеток.

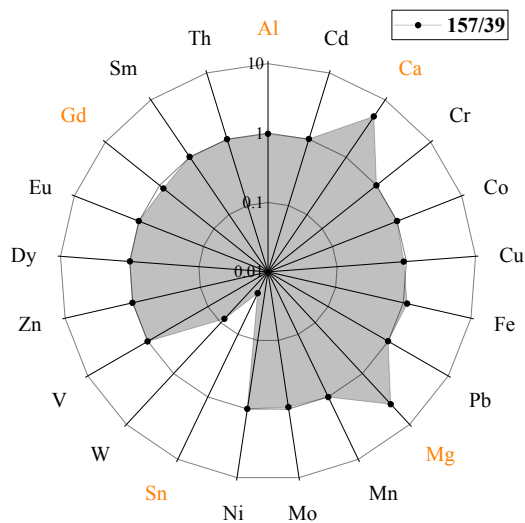


Рис. 3. Пелюсткова діаграма відносного вмісту слідових елементів у дослідженій таблетці МКС1 (Id = 157) та у таблетці ректора Lyell 1 (Id = 39) з модельного набору.

РОЗРАХУНОК СПЕКТРІВ ТА ЩІЛЬНОСТІ ПОТОКУ НЕЙТРОНІВ В ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНИХ КАНАЛАХ РЕАКТОРА ВВР-М

О. Г. Д'яков, І. А. Малюк, Д. П. Стратілат, М. В. Стрільчук, В. В. Тришин

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Для розрахунку спектрів та щільності потоку нейтронів в експериментальних каналах реактора ВВР-М програма розроблена Phantom з використанням бібліотек Geant4-10-5. При моделюванні ядерних взаємодій використовувалася бібліотека QGSP_BERT_HP, що включає в себе моделі високої точності нейтронних процесів з енергіями нижче 20 MeV. Для опису пружного розсіяння теплових нейтронів з енергією нижче 4 eV використовувалась модель ThermalNeutronScattering. Дані ядерних процесів брались з бази даних ENDF/B-VIII.0 (2018). Програмними засобами була створена модель реактора, яка показана на рис. 1. Конфігураційні параметри всіх елементів реактора зберігаються в базі даних. У базу даних також заносяться результати моделювання – енерговиділення і щільності потоків нейтронів в елементарних об'ємах активної зони.

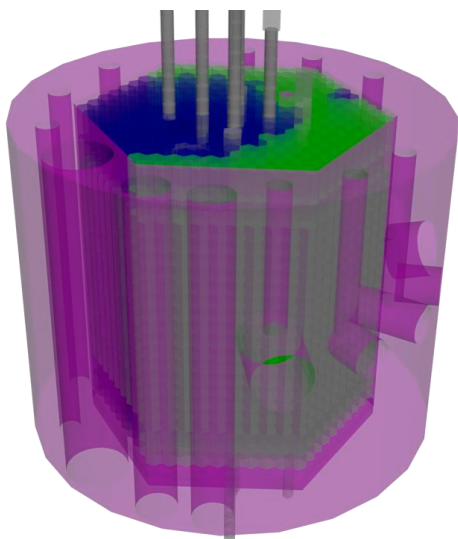


Рис. 1. Модель реактора ВВР-М.

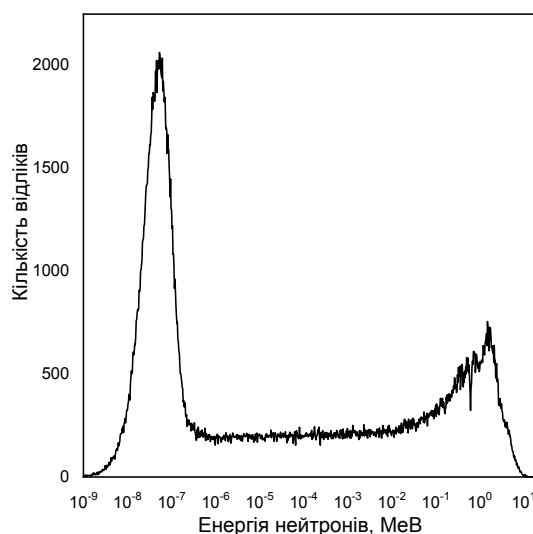


Рис. 2. Розрахунковий спектр нейтронів для каналу на висоті -15,6 мм від центра активної зони (АЗ).

Програмою розраховувався коефіцієнт розмноження нейтронів K_{eff} як відношення кількості випромінених нейтронів другого покоління до першого. При заданій конфігурації АЗ і положенні регулюючих стержнів розраховане значення коефіцієнта K_{eff} близьке до 1, що є одним із аргументів про правильність моделі активної зони.

Спектри нейтронів і щільності потоків моделювались для активаційних детекторів, розміщених в експериментальному каналі. Один із спектрів наведено на рис. 2.

Через невелику кількість симуляцій ($\sim 10^8$), яку реально можна досягти на сучасному РС, безпосередньо опромінити в моделі реактора можна тільки активаційні детектори, що мають великі перерізи реакцій. Тому нами була розроблена модель і програма розрахунку швидкостей реакцій PhantomGun, в якій активаційні детектори площею 1 см² опромінювались нейтронним пучком з щільністю потоку та спектром, розрахованими для конкретного положення детектора і ізотропного розподілу по куту вильоту для відтворення реального опромінення в активній зоні. Для порівняння ми провели моделювання опромінення Mn безпосередньо в моделі реактора і цією програмою. Результати розрахунку швидкості реакції $^{55}\text{Mn}(n, \gamma)^{56}\text{Mn}$ двома програмами узгоджуються в межах статистичної невизначеності.

Для перевірки правильності розрахунків потоків і спектрів нейтронів програмою Phantom нами було проведено опромінювання в експериментальному каналі активаційних детекторів з різними залежностями перерізів реакцій від енергії нейтронів – Mn, Au, Lu і Ni. Після опромінення були проведені вимірювання гамма-спектрів активаційних детекторів на детекторі Canberra BE6530 і розраховані експериментальні швидкості реакцій R на 1 ядро елемента. На рис. 3 наведено порівняння розрахованих і експериментальних швидкостей реакції $^{176}\text{Lu}(n, \gamma)^{177}\text{Lu}$ по висоті АЗ реактора.

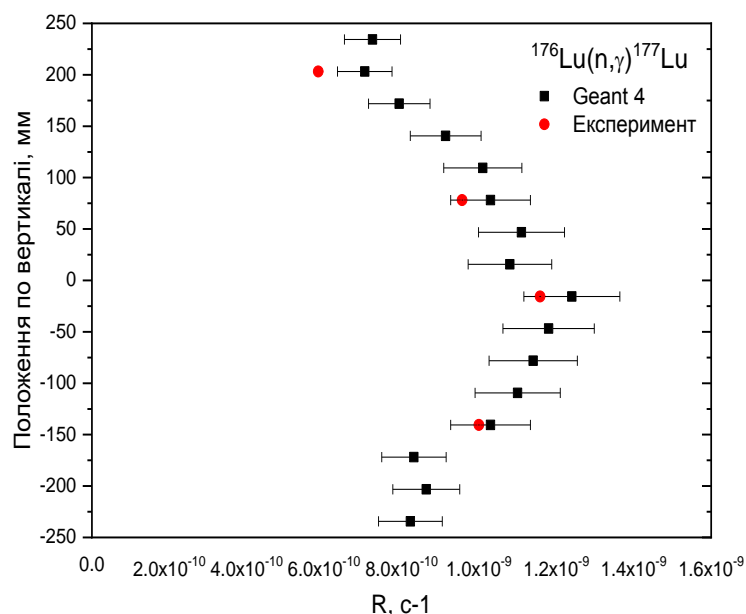


Рис. 3. Порівняння розрахованих і експериментальних швидкостей реакції $^{176}\text{Lu}(n, \gamma)^{177}\text{Lu}$ залежно від вертикального положення детектора нейтронів.

Реакція $^{58}\text{Ni}(n, p)^{58,58\text{m}}\text{Co}$ використовувалась для порівняння експериментальних і розрахованих значень швидкостей реакцій на швидких нейтронах. Експериментально розділити розпад ізомеру і основного стану ^{58}Co неможливо через низький квантовий вихід ізомерного переходу. Тому при моделюванні реакції ми використовували сумарний переріз двох реакцій – $^{58}\text{Ni}(n, p)^{58}\text{Co}$ і $^{58}\text{Ni}(n, p)^{58\text{m}}\text{Co}$. Порівняння розрахованих і експериментальних значень швидкостей реакцій наведено на рис. 4.

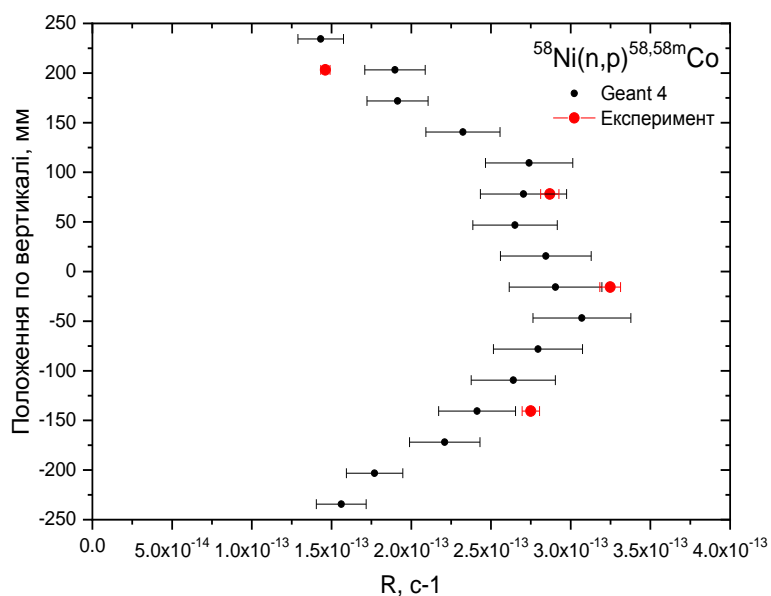


Рис. 4. Порівняння розрахованих і експериментальних швидкостей реакції $^{58}\text{Ni}(n, p)^{58,58\text{m}}\text{Co}$ залежно від вертикального положення детектора.

1. <https://geant4.web.cern.ch>

ІНТЕРПОЛЯЦІЯ АКСІАЛЬНОГО РОЗПОДІЛУ ЕНЕРГОВИДІЛЕННЯ В ТЕПЛОВИДІЛЯЮЧИХ ЗБІРКАХ «ВЕСТІНГАУЗ» ДЛЯ РОЗРАХУНКІВ MCSS

В. В. Ількович

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

За допомогою програмного забезпечення (ПЗ) MCSS виконуються розрахунки переносу нейтронів до місць розташування зразків-свідків у реакторі ВВЕР-1000. Параметри елементарних джерел нейтронів для MCSS визначаються на підставі картограм паливних завантажень та інформації, що міститься у вихідних файлах програм для проведення експлуатаційних нейтронно-фізичних розрахунків. Наразі цими програмами є КАСКАД, який використовується для активних зон (АКЗ) з тепловиділяючими збірками компанії «ТВЕЛ», і ANC-Н – для «змішаних» АКЗ і АКЗ з тепловиділяючими збірками компанії «Вестінгауз» (ТВЗ-WR). У розрахунках цих програм АКЗ розбивається по висоті на декілька десятків шарів.

Штатні місця розташування зразків-свідків у реакторі ВВЕР-1000 знаходяться над АКЗ у просторі між вигородкою та блоком захисних труб. Основний вплив на умови опромінення зразків-свідків має верхня периферійна частина АКЗ, де спостерігається значний градієнт поля енерговиділення в аксіальному напрямку. Тому опис параметрів джерел нейтронів по висоті АКЗ має бути більш детальним ніж в ПЗ КАСКАД або ANC-Н. Для цього в розрахунках MCSS виконується інтерполяція енерговиділення.

Раніше методика інтерполяції використовувалася лише для російського палива, і тому ґрунтувалася на тому, що твел не має границь матеріалів з різними властивостями по всій висоті його паливної частини. Однак, ТВЗ-WR включає бланкети, які представляють собою ділянки зі збідненим ураном на торцях паливної частини твелів. Тому розроблена раніше методика інтерполяції вимагає доопрацювання.

Як вже малось на увазі, в основі методики інтерполяції лежить припущення, що питоме енерговиділення в твелі є гладкою функцією по всій його висоті. Однак, очевидно, що в бланкетах має місце різкий провал енерговиділення. Тому методику інтерполяції для ТВЗ-WR треба застосовувати окремо для центральної частини твела та його бланкетів. Водночас, ця методика включає граничні умови, які тепер потрібно визначити не тільки на нижньому і верхньому торцях паливної частини твела, а й на границях між центральною частиною твела і бланкетами. Для цього, перш за все, необхідно знати аксіальний розподіл енерговиділення по висоті ТВЗ-WR. Цей профіль енерговиділення можна визначити за допомогою прецизійного ПЗ Serpent [1], в якому реалізовано метод Монте-Карло для вирішення задач переносу нейтронів і γ -квантів.

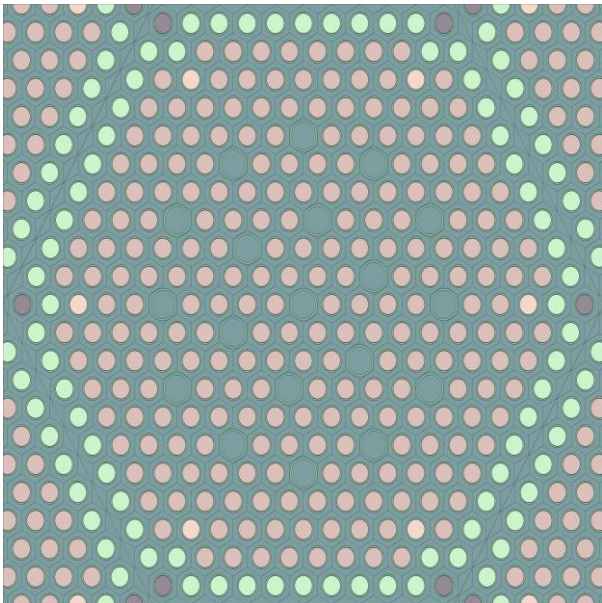


Рис. 1. Центральна частина моделі ТВЗ-WR 382RR у горизонтальній площині.

Тому для програми Serpent було розроблено модель ТВЗ-WR 382RR (рис. 1). При розробці моделі усі її основні елементи описувалися більш детально, ніж у моделі MCSS. Паливна частина моделювалася потвельно практично без спрощення. Єдиним припущенням є те, що дистанціонуючі решітки гомогенізовано з теплоносієм. Це не є критичним для даної задачі, оскільки врахування решіток хоч і призвело б до невеликих провалів енерговиділення в місцях їхнього розташування, але практично не вплинуло б на загальний профіль його розподілу по висоті, тим паче на торцях паливної частини ТВЗ-WR.

Оскільки основний вплив на умови опромінення зразків-свідків має верхня частина АКЗ, для більш точного її розрахунку над паливною частиною ТВЗ-WR було зроблено декілька гомогенізованих шарів аналогічних шарам в моделі MCSS. Граничні умови на торцях моделі – вакуум, а по радіусу – дзеркальні.

Далі було отримано профіль розподілу енерговиділення в ТВЗ-WR 382RR (рис. 2) для 300 шарів однакової висоти. На основі цих даних було адаптовано методику інтерполяції для ТВЗ-WR і реалізовано в новій версії програми підготовки джерел ПЗ MCSS.

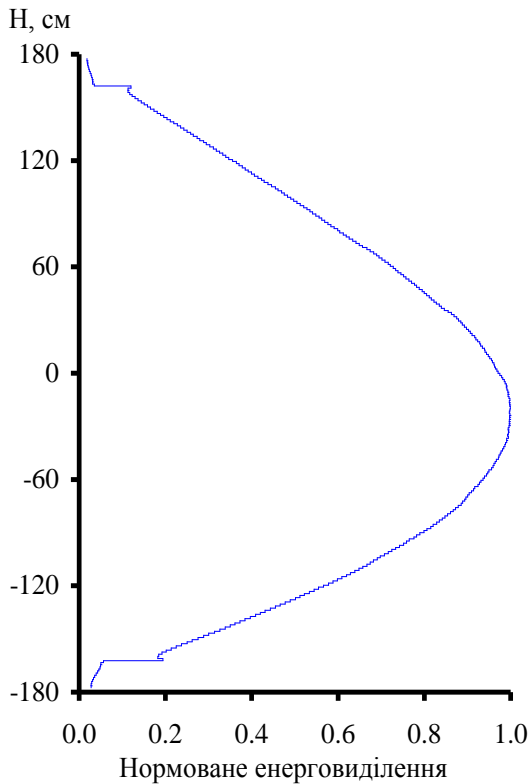


Рис. 2. Аксіальний розподіл енерговиділення в ТВЗ-WR 382RR.

Одним з етапів цієї роботи є верифікація та валідація ПЗ Serpent на даних про енерговиділення в макеті АКЗ ВВЕР-1000, яку створено в реакторі LR-0. Потвельний розподіл енерговиділення в макеті цієї АКЗ є складовою частиною даних експерименту. Ці дані включають розрахункові значення відносного енерговиділення твелів, які отримано за допомогою двовимірного дифузійного коду MOBY DICK [2], а також ряд експериментальних вимірювань. Крім того, порівняння проводилося з більш точними розрахунковими даними, які отримано за допомогою програми SCALE 4.4a [3] та представлено в звіті [4]. У результаті порівнянь наявних розрахункових та експериментальних даних можна зробити висновок, що значення відносного енерговиділення ПЗ Serpent відповідають розрахункам програм MOBY DICK і SCALE 4.4a, а також підтверджуються вимірюваннями в АКЗ ВВЕР-1000 реактора LR-0.

1. J. Leppänen et al. The Serpent Monte Carlo code: Status, development and applications in 2013. *Annals of Nuclear Energy* 82 (2015) 142.
2. M. Lehman, V. Krysl. MOBY-DICK, Theoretical Foundation of the Macrocode System. ZJS – 1/91, Škoda Concern Ltd, Plzeň, 1991.
3. SCALE: A Modular Code System for Performing Standardized Computer Analysis for Licensing Evaluation. NUREG/CR-0200, Rev. 6 (ORNL/NUREG/CSD-2/R6), vols. I, II, and III, May 2000 (Available from the Radiation Safety Information Computational Center at ORNL as CCC-545).
4. Y. Kovbasenko et al. NUREG/CR-6736, PNNL-13694 "Validation of SCALE Sequence CSAS26 for Criticality Safety Analysis of VVER and RBMK Fuel Designs", Washington, U.S. NRC, 2002.

ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНЕ ДОСЛІДЖЕННЯ НАДІЙНОСТІ РОБОТИ АРМАТУРИ ТА ЇЇ ВХІДНИЙ КОНТРОЛЬ

П. Я. Павлишин¹, О. В. Корольов²

¹ *НАЕК «Енергоатом», Київ, Україна*

² *Одеський національний політехнічний університет, Одеса, Україна*

Надійність роботи енергетичної арматури багато в чому визначає надійність роботи основного устаткування АЕС. Своєчасне виявлення пошкоджень арматури допоможе уникнути непланових зупинок і аварій тепломеханічного обладнання станції. І навпаки відмова відповідальної арматури може призводити до серйозних подій. Можна згадати відмову імпульсного клапана компенсатора тиску на Тримайл Айленд АЕС, що закінчився першою серйозною аварією на світових АЕС. Схожа відмова ПІУ КД була відзначена на РАЕС, проте її було вчасно виявлено та усунуто. Також необхідно відзначити, що пошкодження арматури в рамках блока АЕС веде до серйозних економічних витрат. Аналіз статистики показує, що основні проблеми арматури зав'язані на 2 фактори: це старіння і знос арматури, тобто проблеми її експлуатації і помилки конструкції і виготовлення, що представляють вже заводські чинники. При цьому основний потік відмов припадає на запираючу та регулюючу арматуру (більше 80 %). При цьому близько 20 % пошкоджень є результатом заводського браку.

Таким чином, вважаємо за доцільне реалізувати на електростанціях методику вибіркового вхідного контролю арматури безпосередньо перед її установкою на трубопроводах, або при вхідному контролі на АЕС. Пропонований вид вхідного контролю пов'язує практично всі основні параметри арматури – її умовний діаметр, тиск на вході при гарантованому закритті арматури, припустимий пропуск середовища і номінальний крутний момент.

Для дослідження цього питання був створений експериментальний стенд та виконано дослідження трьох типів енергетичної арматури. Вперше в критерій, який описує тепломеханічні процеси введений механічний параметр – крутний момент на штоці арматури. Отримані залежності мають вигляд близький до параболи і мають аналогічний тренд незалежно від конструкції арматури. Типова залежність відносного пропуску арматури від величини крутного моменту на штоці при різноманітному тиску на вході має вигляд:

$$Q/\sqrt{\Delta P} = C \cdot M^g$$

При цьому встановлено, що показник ступеня крутного моменту дає змогу оцінювати якість посадкових поверхонь арматури. Експериментальні дослідження, проведені на реальній арматурі, показали, що такий метод контролю дає змогу не тільки встановити рівень пропуску арматури, а й визначити необхідний ступінь її закриття обертовим моментом, який наприклад, встановлено на електроприводі. Крім цього, такий метод контролю дає змогу виявити непрацездатну арматуру, чого не можна зробити візуальним контролем.

Таким чином, апаратний контроль дасть змогу виявляти не тільки помилки конструкції, але і розбіжність витратних характеристик однотипної арматури і пропуск арматури при її регламентному закритті.

АНАЛІЗ БЕЗПЕЧНОЇ ЕКСПЛУАТАЦІЇ ТЕПЛОБМІННИКА АВАРІЙНОГО РОЗХОЛОДЖУВАННЯ З ВРАХУВАННЯМ РОЗМАХУ ЗНАЧЕНЬ ЗАТЯГУ ШПИЛЬОК ЙОГО ФЛАНЦЕВИХ З'ЄДНАНЬ

Т. В. Пирогов¹, А. С. Колядюк¹, В. В. Інюшев¹, О. В. Корольов²

Державне підприємство «Державний науково-інженерний центр систем контролю та аварійного реагування», Київ, Україна

² Одеський національний політехнічний університет, Одеса, Україна

Одним із пріоритетних напрямків діяльності діючих АЕС України є продовження строку їхньої експлуатації (ПСЕ). У рамках даного напрямку діяльності АЕС проводиться широкий спектр робіт, однією з яких є оцінка технічного стану (ОТС), метою якої є підтвердження безпечної експлуатації елементів РУ в понад проектний період. У рамках виконання ОТС, у тому числі, виконуються роботи з аналізу міцності та надійності [1] відповідно до вимог сучасних норм та правил атомної енергетики.

Зокрема, у ході проведення оцінки технічного стану теплообмінників аварійного розхолодження типу 08.8111.335 СБ енергоблока № 4 ВП ЗАЕС, виконувалося розрахункове обґрунтування їхньої безпечної експлуатації. Враховуючи положення діючих нормативних документів [3 - 5], розглядалися такі види розрахунків на міцність, для всіх елементів теплообмінника:

- розрахунок на статичну міцність;
- розрахунок на циклічну міцність;
- розрахунок на сейсмічні впливи;
- розрахунок на статичну міцність з врахуванням аварійних процесів.

У результаті аналізу технічної та заводської документації теплообмінників аварійного розхолодження встановлено, що заводські розрахунки міцності [2] не в повній мірі відповідають вимогам діючих нормативних документів України в атомній енергетиці [3] та [4]. Одним з відхилень від вимог діючих норм є неврахування категорії наведених напружень від механічних і температурних впливів, включаючи зусилля затягу шпильок, що визначається за складовими напружень розтягу, згину та кручення в шпильках фланцевих з'єднань.

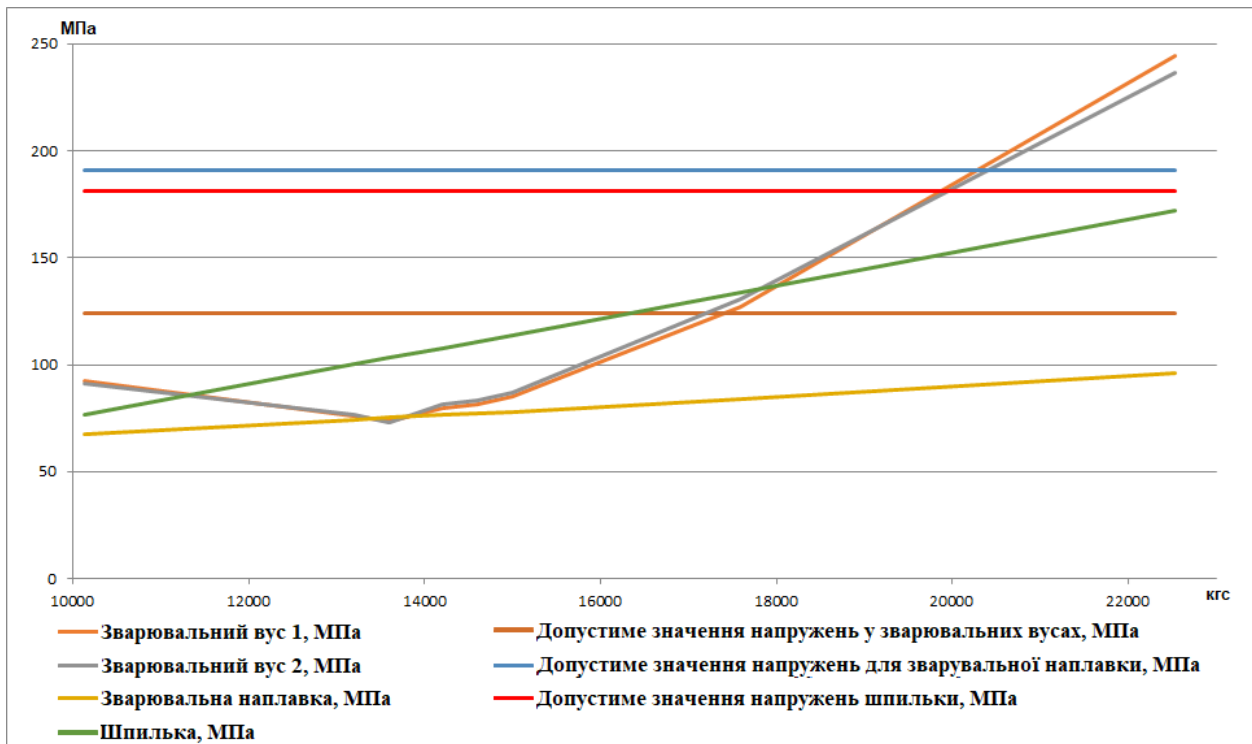
З метою врахування вимог діючих норм проведено ряд аналітичних розрахунків статичної міцності елементів фланцевих з'єднань для неврахованих у проектних розрахунках категорій напружень. Для виконання розрахунків міцності побудовано детальну скінченно-елементну модель теплообмінника аварійного розхолодження типу 08.8111.335 СБ, з врахуванням всіх граничних умов та навантажень. Для елементів фланцевих з'єднань теплообмінника, та шпильок, що входять в їхній склад, зокрема, розроблено окремі скінченно-елементні моделі у вигляді напівперіоду з'єднання із завданням усіх граничних умов, що відповідають умовам експлуатації теплообмінників при режимі нормальних умов експлуатації та гідравлічних випробувань.

Результати проведених розрахунків, як аналітичних, так і з побудовою детальної скінченно-елементної моделі, демонструють перевищення допустимих значень напружень елементами фланцевих з'єднань теплообмінника, з використанням граничних умов, що відповідають умовам експлуатації теплообмінників при режимі нормальних умов експлуатації та гідравлічних випробувань. Дані перевищення допустимих значень напружень в елементах фланцевих з'єднань зумовлені як геометричною формою самих елементів, так і значеннями векторів сил, прикладених на елементи фланцевих з'єднань, що виникають від затягу шпильок та внутрішнього тиску робочого середовища на еліптичні днища теплообмінника.

Додатково, з метою встановлення значень моменту затягу шпильок, при якому виконуються умови міцності [3] для всіх елементів фланцевих з'єднань теплообмінника, проведено ряд аналітичних розрахунків з завданням значень затягу, відмінного від заводського.

Однією з вимог надійної експлуатації теплообмінника є його герметичність. А тому, під час проведення додаткових розрахунків, було приділено особливу увагу умовам щільності у фланцевих з'єднаннях теплообмінника.

На рисунку наведено приклад графічного зображення зміни значень по категорії напружень $(\sigma)_1$ в елементах фланцевого з'єднання Дн2130 від розмаху значень затягу шпильок, а також допустимі значення для цієї категорії напружень.



Отримані результати по категорії напружень (Б)₁ в елементах фланцевого з'єднання Дн2130 (вісь ординат) від розмаху значень зтягу шпильок (вісь абсцис), а також допустимі значення для цієї категорії напружень.

У результаті проведених розрахунків встановлено, що зниження заводського значення моменту зтягу шпильок, сприятливо впливає на міцнісні характеристики елементів фланцевих з'єднань теплообмінника, та встановлено значення, при яких виконуються умови міцності у всіх елементах фланцевих з'єднань, та в той же час виконуються умови герметичності.

1. НП 306.2.099-2004 Загальні вимоги до продовження експлуатації енергоблоків АЕС у понадпроектний строк за результатами здійснення періодичної переоцінки безпеки.
2. Теплообменник аварийного расхолаживания. Расчет на прочность. 61409 РРІ.
3. Нормы расчета на прочность оборудования и трубопроводов атомных энергетических установок. ПНАЭ Г-7-002-86 (Москва, Энергоатомиздат, 1989).
4. НП 306.2.208-2016. Вимоги до сейсмостійкого проектування та оцінки сейсмічної безпеки енергоблоків атомних станцій.
5. ПЛ-Д.0.03.126-10. Положение о порядке продления срока эксплуатации оборудования систем, важных для безопасности.
6. Нормы расчета на прочность элементов реакторов, парогенераторов, сосудов и трубопроводов атомных станций, опытных и исследовательских ядерных реакторов и установок (Москва, Металлургия, 1973).

УДОСКОНАЛЕНІ ПІДХОДИ ДО ВИЗНАЧЕННЯ ЖОРСТКІСНИХ ХАРАКТЕРИСТИК ОПОРНИХ ЕЛЕМЕНТІВ РЕАКТОРА ВВЕР-1000

В. О. Посох¹, А. С. Колядюк¹, В. В. Іношев¹, В. М. Васильченко¹, В. О. Дубковський²

¹ Державне підприємство «Державний науково-інженерний центр систем контролю та аварійного реагування», Київ, Україна

² Одеський національний політехнічний університет, Одеса, Україна

У межах обґрунтування довгострокової експлуатації (ДСЕ) енергоблоків АЕС України стає питання з підтвердження функціональних і надійнісних характеристик за результатами спеціального обстеження і оцінки технічного стану опорних елементів (ОЕ) корпусу реактора [1, 2], метою яких є, зокрема, демонстрація збереження міцнісних характеристик зазначених елементів на період ДСЕ. Результати таких розрахунків є обґрунтованими матеріалами для відповідних рішень про продовження строку експлуатації (ПСЕ) в частині підтвердження можливості надійної та безпечної експлуатації ОЕ у понад проектний термін.

Відповідно до положень нормативних документів та стандартів експлуатуючої організації [3-6], на основі яких розробляються робочі програми з ПСЕ, перелік розрахункових обґрунтувань, які виконуються в рамках обґрунтування ПСЕ ОЕ, включає такі розрахунки:

- розрахунок на статичну міцність;
- розрахунок на циклічну міцність;
- розрахунок на опір крихкому руйнуванню;
- розрахунок на сейсмічні впливи;
- розрахунок на вплив максимальної проектної аварії.

Аналіз сучасних підходів до проведення розрахунків на міцність і визначення жорсткості ОЕ реактора енергоблоків АЕС України [7] показує, що на практиці прийнято використовувати осесиметричну постановку (1/15 моделі), яка полягає в моделюванні та розрахунку сектора кільця опорного (КО), кільця упорного (КУ) та сильфона розділяючого (СР). Зауважимо, що осесиметричну постановку в задачах визначення жорсткості ОЕ доцільно використовувати тільки за наявності осесиметричної геометрії та осесиметричного навантаження (як наслідок, у такому разі, результати будуть мати осесиметричний вигляд).

Отже, для розрахунків жорсткості ОЕ необхідно враховувати не лише геометричні особливості але й характер навантажень. Так, для визначення жорсткості в вертикальній площині достатньо використовувати 1/15 частину моделі в осесиметричній постановці. Водночас для тангенціальної жорсткості необхідно розглядати сектор 1/15 в періодичній постановці, що дає змогу врахувати тангенціальне навантаження (момент). Проте, вже для визначення горизонтальних та крутильних жорсткостей мінімальний сектор, який може використовуватися, – це 1/2 моделі в симетричній постановці. Така необхідність пов'язана з тим, що найменшим сегментом відносно площини розглянутого навантаження є безпосередньо 1/2 частина розрахункової моделі. Також потрібно зазначити, що існуючі методи оцінки жорсткості ОЕ не в повній мірі враховують взаємодію між окремими елементами конструкції ОЕ, що насамперед пов'язано з використанням в розрахунках 1/15 частини моделі.

Запропонована у доповіді методологія з використанням сучасних обчислювальних технологій і підходів до вирішення завдань тривимірного моделювання дає змогу уточнити значення жорсткості ОЕ в повній постановці (без застосування умов симетрії) з урахуванням всіх геометричних особливостей, взаємодії між окремими елементами та вузлами ОЕ.

Зазначений підхід вперше було використано в розрахунках під час продовження строку експлуатації ОЕ енергоблока №1 ВП ХАЕС.

Для визначення жорсткості в розрахунках задавалися одиничні навантаження у вигляді зусиль та моментів. Для КУ, КО та СР зусилля та моменти задавалися як віддалені навантаження, які дають змогу зв'язати поверхні твердого тіла (сегментів корпусу реактора) з окремою вільною точкою в просторі. Таке навантаження дало змогу отримати переміщення та кути поворотів відповідних віддалених точок, які використовувалися для розрахунку жорсткості. Безпосередньо для розрахунку жорсткості використовували такі відношення:

Для визначення жорсткості в горизонтальному та вертикальному напрямках:

$$C_{S(F)} = F / \Delta, \quad (1)$$

де F – задане навантаження в горизонтальному / вертикальному напрямку; Δ – переміщення від діючого навантаження F .

Для визначення згинальної жорсткості від дії моментів:

$$C_{S(M)} = M / \varphi, \quad (2)$$

де M – заданий момент відносно осі; φ – кут повороту відносно осі дії моменту M .

Запропонована методологія дає змогу визначити жорсткість ОЕ з урахуванням усіх геометричних особливостей та врахуванням взаємодії між окремими конструкціями та вузлами ОЕ. Враховуючи, що отримані жорсткості ОЕ визначені в точках, що розташовані в осі корпусу реактора, це дало змогу повністю зв'язати розрахунок жорсткості з подальшим етапом розрахунку зусиль на ОЕ (для режимів нормальної експлуатації, порушень нормальної експлуатації та аварійних режимів). Також зауважимо, що розрахункові моделі для визначення жорсткості можуть бути використані для розрахунків напружено-деформованого стану ОЕ.

1. НП 306.2.099-2004 Загальні вимоги до продовження експлуатації енергоблоків АЕС у понадпроектний строк за результатами здійснення періодичної переоцінки безпеки.
2. НП 306.2.141-2008 Загальні положення безпеки атомних станцій.
3. ПЛ-Д.0.03.126-10. Положение о порядке продления срока эксплуатации оборудования систем, важных для безопасности.
4. ПМ-Д.0.03.222-14. Типовая программа по управлению старением элементов и конструкций энергоблока АЭС.
5. ПНАЭ Г-7-002-86. Нормы расчета на прочность оборудования и трубопроводов атомных энергетических установок.
6. НП 306.2.208-2016. Вимоги до сейсмостійкого проектування та оцінки сейсмічної безпеки енергоблоків атомних станцій.
7. В.О. Посох та ін. Аналіз існуючих підходів до розрахункового обґрунтування безпечної експлуатації опорних елементів реактора. Ядерна енергетика та довкілля 3(15) (2019) 36.

ПОДАЛЬШИЙ РОЗВИТОК МЕТОДИКИ ВИЗНАЧЕННЯ ФЛЮЕНСА ШВИДКИХ НЕЙТРОНІВ НА ЗРАЗКИ-СВІДКИ, ЩО ОПРОМІНЮЮТЬСЯ В РЕАКТОРАХ ВВЕР

О. М. Пугач, С. М. Пугач, В. Л. Дем'янін, В. М. Буканов, О. В. Гриценко

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Здійснення контролю за станом металу корпусу реактора ВВЕР протягом усього строку служби є однією з основних умов забезпечення надійної та безпечної експлуатації реакторної установки. Важливим джерелом інформації про стан металу корпусу є програма зразків-свідків.

Штатні програми контролю змін властивостей металу корпусу реакторів типу ВВЕР не дають змогу з достатньою точністю визначати умови опромінення зразків-свідків. Для вирішення цієї задачі спеціалістами ІЯД НАН України розроблена та успішно застосовується спеціальна методика визначення умов опромінення зразків-свідків металу корпусу реактора. Ця методика включає розрахунки переносу нейтронів до місць розташування зразків-свідків за допомогою пакета програм, який базується на методі Монте-Карло, і використання експериментальних даних, які можна отримати після вивантаження зразків з реактора.

Ця робота присвячена подальшому розвитку вказаної методики з метою підвищення достовірності визначення флюенса швидких нейтронів на зразки-свідки.

У роботі показано, що реальне значення флюенса нейтронів з енергією вище енергетичного порогу E можна обчислити за формулою:

$$\Phi_r = R \cdot \Phi_c, \quad (1)$$

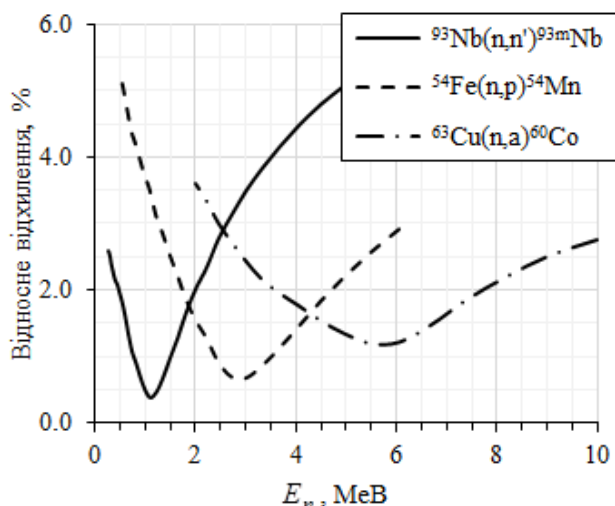
де Φ_c – розрахункове значення флюенса нейтронів з енергією вище того ж самого умовного енергетичного порогу E , R – відношення розрахункових значень активностей A_c до експериментально отриманих A_e .

Формула для розрахунку відносної похибки реального флюенса нейтронів має такий вигляд:

$$\frac{\Delta\Phi_r}{\Phi_r} = \sqrt{\left(\frac{\Delta\Phi_c}{\Phi_c}\right)^2 + \left(\frac{\Delta A_e}{A_e}\right)^2 + \left(\frac{\Delta R}{R}\right)^2 + \left(\frac{\Delta\sigma^{eff}}{\sigma^{eff}}\right)^2}, \quad (2)$$

де σ^{eff} – ефективний переріз реакції активації для заданого енергетичного порогу E .

Останній доданок у виразі (2) найбільш істотно впливає на значення похибки визначення реального флюенса. При віддаленні заданого енергетичного порогу від ефективного значення похибка зростає дуже швидко (рисунк).



Залежність відносного відхилення ефективного перерізу від енергетичного порога, що задається, для різних реакцій, які використовуються в дозиметрії зразків-свідків металу корпусу ВВЕР.

недоліків, які призводять до того, що у більшості випадків адекватні експериментальні дані може бути отримано тільки шляхом спектрометричних вимірюваннях опромінених зразків-свідків.

Згідно з вимогами нормативних документів, що діють в атомно-енергетичному комплексі України, необхідне знання флюенса нейтронів з $E_n > 0,5$ MeV на зразки-свідки металу корпусу реактора.

Дозиметричний супровід програми зразків-свідків реалізований на реакторах ВВЕР-1000 і ВВЕР-440 АЕС України, включає опромінення нейтроно-активаційних детекторів з ніобію, заліза і міді.

На рисунку видно, що значення похибок флюенса нейтронів з $E_n > 0,5$ MeV на зразки-свідки металу корпусу ВВЕР при використанні результатів вимірювань продукту реакції активації $^{93}\text{Nb}(n, n')^{93m}\text{Nb}$ мають бути істотно нижчі, ніж при використанні результатів вимірювань продуктів реакцій активації $^{54}\text{Fe}(n, p)^{54}\text{Mn}$ і $^{63}\text{Cu}(n, \alpha)^{60}\text{Co}$.

Штатна програма зразків-свідків металу корпусу реактора ВВЕР-1000 має низку суттєвих

Практично виміряти в зразках-свідках можна лише питому активність продукту реакції активації $^{54}\text{Fe}(n, p)^{54}\text{Mn}$. Однак безпосереднє використання результатів таких вимірювань для отримання значень реального флюенса призводить до великих похибок.

Вирішити проблему пропонується шляхом використання коефіцієнта перерахунку k , який розраховується на основі значень активностей нейтроно-активаційних детекторів з ніобію і заліза у місцях розташування зразків-свідків.

У цьому випадку вирази (1) і (2) можна переписати у вигляді:

$$\Phi_r^{0,5} = k \cdot R^{\text{Fe}} \cdot \Phi_c^{0,5}, \quad (3)$$

$$\frac{\Delta\Phi_r^{0,5}}{\Phi_r^{0,5}} = \sqrt{\left(\frac{\Delta\Phi_c^{0,5}}{\Phi_c^{0,5}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta A_e^{\text{Fe}}}{A_e^{\text{Fe}}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta R^{\text{Fe}}}{R^{\text{Fe}}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta\sigma^{\text{eff}}}{\sigma^{\text{eff}}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta k}{k}\right)^2}. \quad (4)$$

Таким чином, для визначення реального значення флюенса нейтронів з $E_n > 0,5$ MeV на зразки-свідки металу корпусу ВВЕР-1000 та його похибки необхідне знання середнього відношення експериментально отриманих і розрахункових питомих активностей продуктів реакцій активації $^{93}\text{Nb}(n, n')^{93\text{m}}\text{Nb}$ і $^{54}\text{Fe}(n, p)^{54}\text{Mn}$ у місцях розташування зразків-свідків.

Забезпечити отримання такої інформації може дозиметричний експеримент, тобто комплекс робіт по експериментальному визначенню характеристик поля нейтронів у місцях розташування зразків-свідків штатної програми. Такі експерименти вже проведено на енергоблоках № 1 ЮУАЕС, № 3 РАЕС та № 4 ЗАЕС.

АНАЛІЗ РЕЗУЛЬТАТІВ РОЗРАХУНКІВ ПАКЕТОМ ПРОГРАМ MCPV ПЕРЕНОСУ НЕЙТРОНІВ У РЕАКТОРІ LR-0 ДЛЯ МАКЕТУ РЕАКТОРА ВВЕР-1000

С. М. Пугач, О. В. Гриценко, В. Л. Дем'янін, В. М. Буканов

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Складовою частиною сучасних методик визначення радіаційного навантаження корпусів реакторів типу ВВЕР-1000, як правило, є розрахунок переносу нейтронів в білякорпусному просторі реактора. Для виконання таких розрахунків використовуються різні програмні комплекси, більшість з яких виконують розрахунки методом дискретних ординат (детерміністичні коди) або методом Монте-Карло (стохастичні коди). У відділі проблем дозиметрії ядерних реакторів для цієї мети використовують пакет програм MCPV [1] власної розробки, що виконує розрахунки транспорту нейтронів методом Монте-Карло. На даний момент цей пакет дає змогу виконувати розрахунки переносу нейтронів з використанням сучасної точкової бібліотеки ядерних даних (мікроконстант).

З метою перевірки результатів розрахунків переносу нейтронів у складному середовищі реактора ВВЕР-1000, отриманих за допомогою пакета програм MCPV з використанням точкової бібліотеки мікроконстант, було виконане порівняння їх з розрахунковими та експериментальними даними, що отримані на дослідницькому реакторі нульової потужності LR-0 Інституту ядерних досліджень (м. Ржеж, Чеська республіка) у рамках проекту REDOS [2]. Конструкція реактора LR-0 дає змогу створити повномасштабну модель сектора реактора ВВЕР у радіальному напрямку від активної зони до біологічного захисту. Експериментальні дані, отримані на такому макеті реактора ВВЕР-1000, дають змогу дослідити зміну характеристик поля нейтронів від активної зони до зовнішньої поверхні корпусу реального реактора.

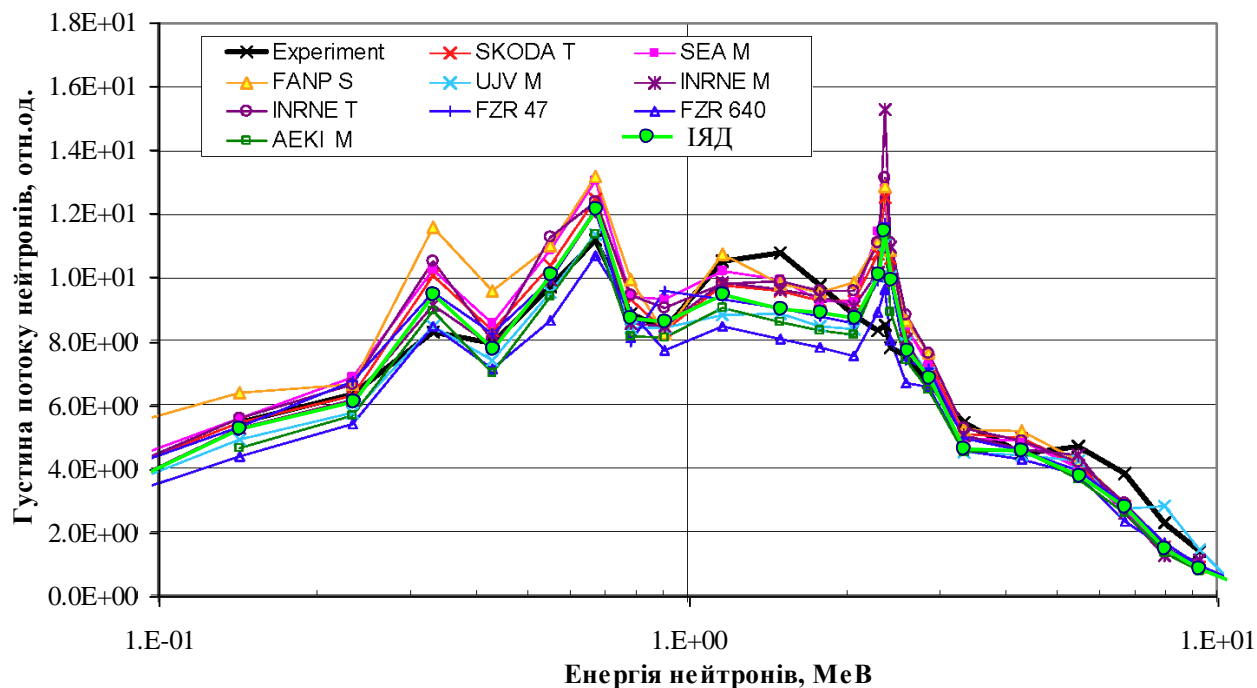
Для макету реактора ВВЕР-1000 розрахунки переносу нейтронів для усіх точок вимірювань були виконані незалежно усіма учасниками проекту REDOS – сім установ з п'яти країн (Болгарія, Чеська Республіка, Німеччина, Угорщина та Іспанія). При виконанні цих розрахунків було використано більше восьми різних розрахункових схем, що охоплюють найбільш важливі методики, що застосовуються при дозиметрії корпусів та розрахунках захисту. Учасниками проекту використовувалися стохастичні коди MCNP [3] та TRAMO [4] та детерміністичні коди ANISN/DORT та TORT [5]. З метою порівняння експериментальні та розрахункові спектри нейтронів, що отримані учасниками проекту REDOS і ІЯД, представлені для 47 енергетичних груп нейтронів у груповій структурі бібліотеки BUGLE.

Для обчислення абсолютних значень розрахункових спектрів нейтронів і можливості порівняння їх було використано джерело нейтронів потужністю 1 нейтрон/с. Розкид результатів розрахунків, що отримані за допомогою пакета програм MCPV, відносно результатів, що отримані усіма іншими учасниками проекту REDOS будемо характеризувати відносним середньоквадратичним відхиленням (ВСКВ). Значення ВСКВ для деяких результатів наведено в табл. 1 для 10 радіальних положень від активної зони (точка 0) до зовнішньої поверхні корпусу реактора (точка 7). Бачимо, що в області швидких нейтронів, що найбільше впливають на окрихчування сталі, є дуже гарна узгодженість між розрахованими значеннями потоків нейтронів (ВСКВ 3 % - 16 %), але для потоку теплових нейтронів маємо значно більші розбіжності (ВСКВ 15 % - 131 %). Це пов'язано з тим, що в пакеті MCPV не враховуються ефекти, які мають місце в цій області енергій.

Таблиця 1. Відносне середньоквадратичне відхилення абсолютних значень потоків нейтронів, що отримані за допомогою пакета програм MCPV від результатів, отриманих іншими учасниками проекту REDOS

| Порог, МеВ | Ідентифікатор точки вимірювання | | | | | | | | | |
|------------------|---------------------------------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|
| | 0 | 2 | 21 | 22 | 23 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 |
| $E_n < 0,414$ eВ | 1,31 | 0,18 | 0,25 | 0,29 | 0,29 | 0,26 | 0,42 | 0,28 | 0,22 | 0,15 |
| $E_n > 0,111$ | 0,09 | 0,05 | 0,05 | 0,04 | 0,05 | 0,04 | 0,04 | 0,05 | 0,06 | 0,14 |
| $E_n > 0,498$ | 0,09 | 0,06 | 0,05 | 0,05 | 0,05 | 0,04 | 0,05 | 0,07 | 0,09 | 0,16 |
| $E_n > 1,003$ | 0,08 | 0,05 | 0,06 | 0,05 | 0,05 | 0,04 | 0,05 | 0,06 | 0,06 | 0,12 |
| $E_n > 3,012$ | 0,08 | 0,07 | 0,05 | 0,03 | 0,05 | 0,05 | 0,05 | 0,06 | 0,06 | 0,10 |
| $E_n > 4,966$ | 0,09 | 0,05 | 0,05 | 0,05 | 0,09 | 0,08 | 0,08 | 0,11 | 0,07 | 0,11 |
| $E_n > 0,0$ | 0,13 | 0,07 | 0,15 | 0,18 | 0,17 | 0,10 | 0,05 | 0,06 | 0,06 | 0,11 |

Оскільки абсолютне значення потужності реактора LR-0 не можливо визначити з достатньою точністю, то для можливості виконання порівняння зі значеннями, отриманими експериментально, всі отримані спектри були перенормовані на потік нейтронів з енергією вище 1 MeV на зовнішній поверхні імітатора корпусу реактора (точка 7). В якості прикладу на рисунку наведено нормовані спектри біля внутрішньої поверхні імітатора корпусу реактора. На ньому видно, що спектр нейтронів, що отримано при використанні пакета програм MCPV, подібний до спектра, отриманого іншими учасниками проекту REDOS. Подібне порівняння було виконано для всіх точок вимірювань і показало аналогічний результат.



Експериментальний та розрахункові спектри нейтронів біля внутрішньої поверхні імітатора корпусу реактора (точка 3) нормовані на відповідні значення потоків нейтронів з енергією вище 1 MeV на зовнішній поверхні імітатора корпусу реактора (точка 7).

Таблиця 2. Експериментальні значення просторових індексів та відносне відхилення розрахункових значень просторових індексів, отриманих для нейтронів с енергією вище 0,5 MeV

| Точки вимірювань | Експериментальне значення | Відносне відхилення розрахункових значень учасників REDOS, % | Відносне відхилення розрахункових значень, отриманих в ІЯД, % |
|------------------|---------------------------|--|---|
| 2/3 | 49,61 | 7 | 9 |
| 3/7 | 7,33 | -12 | -16 |
| 2/7 | 363,54 | -6 | -8 |

У роботі також виконується порівняння отриманих просторових індексів, що обчислюються як співвідношення потоків нейтронів в різних точках вимірювань. У табл. 2, для прикладу, наведено отримані просторові індекси для нейтронів з енергією вище 0,5 MeV. Нейтрони з такою енергією є важливими для визначення окрихчування корпусної сталі.

1. В.Н. Буканов и др. Пакет программ MCPV для расчета функционалов нейтронного потока, воздействующего на корпус ВВЭР-1000. Препринт Ин-та ядерных исслед. НАН Украины. КИЯИ 05-6 (Киев, 2005) 28 с.
2. REDOS Final Report, AMES Report N.17, European Commission, EUR 21771 EN, (2005).
3. J.F. Briesmeister, MCNP-Manual, LA-12625-M, 1993
4. H.-U. Barz, J. Konheiser, FZR-245 (FZ Rossendorf, 1998)
5. DOORS 3.2, RSIC Code Package CCC-650.

ВИЗНАЧЕННЯ РОЗКИДУ ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНИХ ДАНИХ ДЛЯ ТЕМПЕРАТУРНОЇ ЗАЛЕЖНОСТІ УДАРНОЇ В'ЯЗКОСТІ ЗА РЕЗУЛЬТАТАМИ ВИПРОБУВАНЬ ЗРАЗКІВ-СВІДКІВ

В. М. Ревка¹, Л. І. Чирко¹, М. Г. Голяк¹, О. В. Тригубенко^{1,2}, Ю. В. Чайковський¹, О. В. Шкапяк¹

¹ Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

² ВП Науковий технічний центр ДП НАЕК «Енергоатом», Київ, Україна

Корпус ядерного реактора ВВЕР-1000 являє собою сталевий товстостінний резервуар, що працює під тиском теплоносія. Під час експлуатації внутрішня стінка корпусу реактора (КР) опромінюється інтенсивним потоком нейтронів, що виходить від ядерного палива. Нейтронне опромінення призводить до зміни механічних властивостей матеріалів КР. Найнесприятливішим наслідком опромінення є радіаційне зміцнення і обумовлене ним зниження в'язкості руйнування металу. Основним методом для оцінки опору руйнуванню корпусної сталі є випробування стандартних зразків Шарпі з V-подібним концентратором на ударний вигин. Метод випробування на ударний вигин дає два основні критерії, за якими характеризують опір руйнуванню матеріалу, – температуру крихко-в'язкого переходу, яка визначає опір крихкому руйнуванню, та енергію верхнього шельфу, що оцінює опір в'язкому руйнуванню.

Метою представленої роботи є апробація розробленої методики по визначенню довірчих інтервалів розкиду експериментальних даних на температурній залежності ударної в'язкості на основі представницьких даних зразків-свідків металу корпусів реакторів ВВЕР-1000. Необхідність проведення такої роботи обумовлена тим, що при дослідженні зразків-свідків на ударний вигин у зв'язку із значним розкидом експериментальних даних, інколи виникає питання чи та, чи інша точка дійсно є розкидом чи, можливо, викидом, який не потрібно враховувати для аналізу.

Як відомо, залежність ударної в'язкості KCV від температури має такий вигляд:

$$KCV = A \cdot \left(1 + th \left[\frac{T - T_0}{C} \right] \right), \quad (1)$$

де A – середнє значення KCV між верхнім KCV_{max} і нижнім KCV_{min} значеннями ударної в'язкості; T_0 – температура, що відповідає значенню A ; C – емпірична константа.

У рамках роботи, було отримано рівняння верхньої 95 % (2) та нижньої 5 % (3) огинаючих розкиду експериментальних даних кривої ударної в'язкості від температури, які мають вигляд:

$$KCV_{(0,05)} = A \cdot \left(0,72 + 1,04 \cdot th \left[\frac{T - T_0 - 26}{1,04 \cdot C} \right] \right), \quad (2)$$

$$KCV_{(0,95)} = A \cdot \left(1,28 + 0,96 \cdot th \left[\frac{T - T_0 + 26}{0,96 \cdot C} \right] \right). \quad (3)$$

На основі отриманих результатів було розроблено та написано комп'ютерну програму KCVTESTOGUN для автоматизації та оптимізації розрахунків.

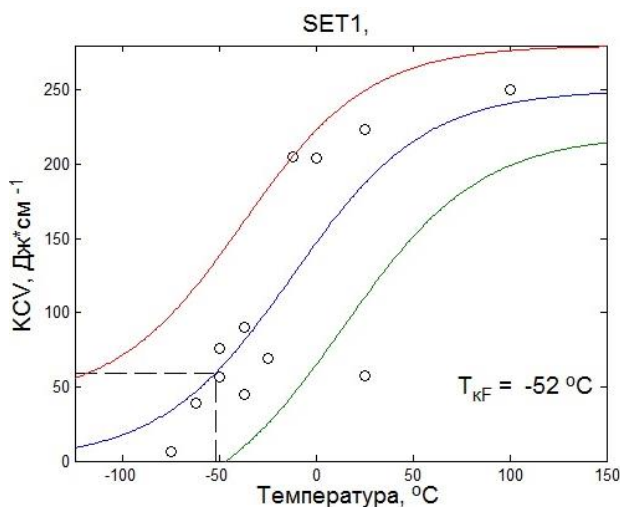


Рис. 1. Залежність ударної в'язкості від температури з явним «викидом».

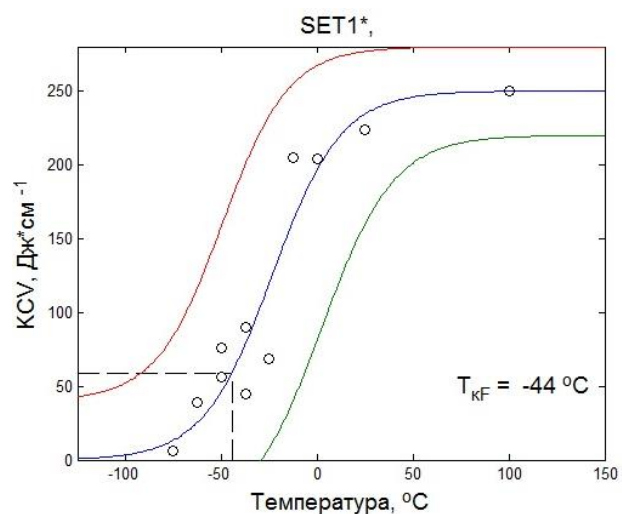


Рис. 2. Залежність ударної в'язкості від температури без «викиду».

На рис. 1 наведено приклад явного «викиду» однієї з точок для розрахункового сету експериментальних даних ударної в'язкості. Застосування розробленої методики дає змогу чітко оцінити «викид», якщо точка лежить поза межами довірчих інтервалів.

При виключенні даної точки-«викиду» із розрахункового сету (рис. 2), змінюється температура крихко-в'язкого переходу, а решта представницьких точок лежить в межах толерантних границь.

У ході проведення роботи було доповнено базу даних на основі випробувань зразків-свідків на ударний вигин. Удосконалено програму KCVTESTOGUN, що дало змогу: зменшити часові витрати для побудови залежності ударної в'язкості від температури, 5 та 95 % довірчих границь, а також обрахунку $T_{ки(кф)}$, відкрити нові можливості для швидкого обрахунку великої кількості однотипних даних з використанням різних методик при подальшому удосконаленні алгоритму та тіла програми. Проведено апробацію розробленої методики на представницьких даних зразків-свідків корпусів реакторів типу ВВЕР-1000.

ГАРМОНІЗАЦІЯ ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНИХ ДАНИХ, ОТРИМАНИХ У РАМКАХ ІНТЕГРАЛЬНОЇ ТА ШТАТНОЇ ПРОГРАМ ЗРАЗКІВ-СВІДКІВ ДЛЯ КОРПУСІВ РЕАКТОРІВ ВВЕР-1000

В. М. Ревка¹, Л. І. Чирко¹, М. Г. Голяк¹, О. В. Тригубенко^{1,2}, Ю. В. Чайковський¹, О. В. Шкапяк¹

¹ Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

² ВП Науковий технічний центр ДП НАЕК «Енергоатом», Київ, Україна

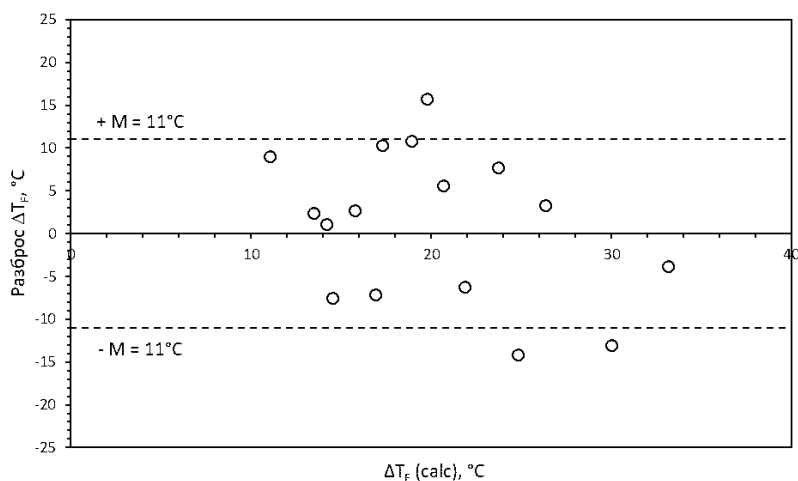
З 2005 р. реалізується Інтегральна програма «Контроль властивостей металу корпусів реакторів № 2 Хмельницької АЕС, № 4 та № 3 Рівненської АЕС, № 6 Запорізької АЕС за зразками-свідкам, що опромінюються в умовах, які відтворюють умови опромінення стінки корпусу реактора навпроти активної зони». У рамках цієї програми використовуються зразки-свідки (ЗС) металу корпусів реакторів (КР) чотирьох енергоблоків АЕС України. Зразки опромінюються в плоских контейнерах, які розташовані навпроти активної зони на внутрішній стінці корпусу реактора АЕС Темелін у Чехії.

Метою Інтегральною програми зразків-свідків (ІПЗС) було підтвердити легітимність результатів ЗС штатної програми з точки зору умов опромінення їх стосовно стінки КР і отримання додаткових даних для підвищення достовірності оцінки зміни властивостей конструкційних матеріалів, що використовуються для обґрунтування цілісності КР і терміну безпечної експлуатації реакторної установки в цілому. До теперішнього часу виконані дослідження трьох основних комплектів (1EU, 2EU і 3EU) і одного додаткового (U1) [1]. У роботі проведено порівняння результатів випробувань ЗС, опромінених в різних умовах.

В якості критеріїв представницькості даних ЗС використані як національні [2], так і міжнародні нормативні документи [3] (наприклад, величина розкиду експериментальних точок на температурній залежності ударної в'язкості (рис. 1), узгодженість результатів різних видів випробувань, розкид значень зсуву критичної температури крихкості ΔT_F на експериментальній залежності від флюенса нейтронів).

Експериментальні дані, отримані при випробуванні ЗС, повинні коректно характеризувати властивості матеріалів КР, що контролюються, як в початковому стані, так і в процесі тривалої експлуатації. Результати випробувань ЗС вважаються достовірними і представницькими, якщо вони дають змогу однозначно визначати необхідні параметри (наприклад, температуру крихкості, коефіцієнт радіаційного окрихчування). Крім того, важливо, щоб спостерігалася узгодженість між даними різних видів механічних випробувань, а також відповідність їх відомим закономірностям, встановленим попередньо іншими дослідниками для матеріалів КР.

Розкид значень зсуву температури крихкості для програми ІПЗС був зіставлений з величиною M , що характеризує розкид ΔT_F для Штатної програми ЗС та такої, що використовується в нормативній практиці ядерної енергетики України. Згідно з методикою СОУ НАЕК 087:2015 [4] температурний запас $M = 11^\circ\text{C}$ використовується для забезпечення необхідного консерватизму в процедурі визначення критичної температури крихкості опромінених матеріалів КР ВВЕР-1000.



Розкид експериментальних значень ΔT_F щодо середньої лінії регресії (дані ІПЗС) у порівнянні з температурним запасом M згідно з СОУ НАЕК 087:2015.

Одним з аналітичних інструментів для встановлення однорідності двох експериментальних залежностей є тест Чоу. За допомогою тесту Чоу перевіряється гіпотеза, що дві вибірки можуть бути об'єднані в одну при рівні значущості $\alpha = 0,05$. Для обґрунтування цього повинні бути обчислені статистичні характеристики і порівняні із табличними значеннями.

Результати тесту Чоу показали, що вибірки по зсувам ΔT_F для ПЗС і Штатної програми ЗС є однорідними і, отже, їх можна об'єднати і описати однією регресійною моделлю. Аналогічні результати тесту Чоу спостерігаються також для зсувів ΔT_0 .

Аналіз даних вищезгаданих програм ЗС дає змогу зробити висновки, що оцінки окрихчування досліджених матеріалів КР за критерієм зсуву критичної температури крихкості T_K можна вважати достовірними і представницькими.

1. Анализ результатов реализации Интегральной программы образцов-свидетелей для корпусов реакторов ВВЭР-1000: отчет, инв.№ 300/26-321/ Ин-т ядерных исслед. НАН Украины. (Киев, 2019) 53с.
2. ПНАЭ Г-7-002-86 Нормы расчета на прочность оборудования и трубопроводов атомных энергетических установок (Москва, Энергоатомиздат, 1989).
3. ASTM E 185-82. Standard Practice for Conducting Surveillance Tests For Light-Water Cooled Nuclear Power Reactor Vessels / Annual Book of ASTM Standards, Vol. 03.01, 1982, 7 p.
4. СОУ НАЕК 087:2015. Методика определения радиационного охрупчивания металла корпусов реакторов по результатам испытаний образцов-свидетелей (Киев, 2015) 29 с.

ВИЗНАЧЕННЯ ЩІЛЬНОСТІ ПОТОКУ ТЕПЛОВИХ НЕЙТРОНІВ У СУХОМУ КАНАЛІ, РОЗТАШОВАНОМУ В АКТИВНІЙ ЗОНІ ДОСЛІДНИЦЬКОГО РЕАКТОРА ВВР-М

В. В. Тришин¹, В. Б. Гонтарев², М. М. Коротенко²,
І. А. Малюк¹, Д. П. Стратілат¹, М. В. Стрільчук¹

¹ Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна
² Національна атомна енергогенеруюча компанія, Київ, Україна

З метою коректної оцінки впливу опромінення при внутрішньореакторних дослідженнях проведено визначення нейтронно-фізичних умов в сухому каналі реактора ВВР-М ІЯД НАН України. За допомогою термонейтронного детектора (ТНД) оцінена щільність потоку теплових нейтронів та розподіл їх по висоті каналу (СК). З використанням програми Phantom на базі бібліотек Geant4 [1] розраховані щільності потоків теплових, проміжних та швидких нейтронів, їхні енергетичні спектри, розподіл по висоті.

Вимірювання проведені в сухому каналі що знаходився в другому ряду берилієвих витискувачів (комірка 48/9(3)) активної зони реактора, був герметичним по відношенню до води 1-го контуру. По центру каналу була розміщена алюмінієва трубка діаметром 10×1 мм, в яку почергово завантажувалися штанги з активаційними детекторами (НАД) та ТНД.

Відмічена значна деформація нейтронного поля в верхній частині активної зони реактора. Для перевірки правильності результатів, отриманих за допомогою ТНД та розрахункових програм, був використаний активаційний метод. Результати як розрахункових так і експериментальних визначень збігаються між собою в межах 10 %.

Метод оперативного визначення щільності потоку теплових нейтронів та профілю нейтронного потоку по висоті активної зони за допомогою ТНД проводився на потужності реактора 1,1 МВт. Було проведено вимірювання сигналів ТНД при його розміщенні на дні СК (на 36 мм вище опорної решітки баку реактора), та переміщенням ТНД по висоті сухого каналу з кроком 50 мм.

Експериментальне підтвердження отриманих за допомогою ТНД результатів та перевірка правильності проведених розрахунків була проведена найбільш точним на даний час активаційним методом. Опромінювались активаційні детектори із марганцю, золота, лютецію та нікелю. Активність опромінених в сухому каналі детекторів вимірювалася за допомогою гамма – спектрометра Canberra BE6530.

Отриманий в режимі реального часу профіль нейтронного поля по висоті активної зони та значення щільності потоку теплових нейтронів підтверджуються результатами активаційних вимірювань та аналітичних розрахунків, проведених в даній роботі.

Деформацію профілю по висоті каналу можна пояснити поглинанням теплових нейтронів стержнями аварійного захисту (АЗ) та піднятими стержнями ручного регулювання (РР) в верхній частині активної зони і відбиванням нейтронів опорною решіткою та хвостовиками тепловідільних збірок (ТВЗ) в нижній частині активної зони. Узгодження результатів, отриманих різними методами, свідчить про коректність визначення даних щільності потоку нейтронів та прийнятої розрахункової моделі (рис. 1).

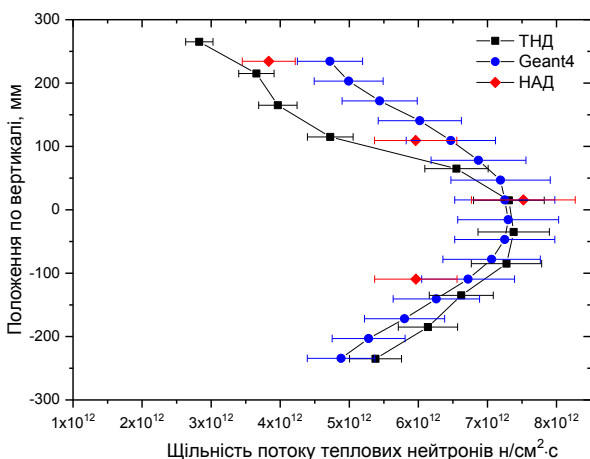


Рис. 1. Залежність щільності потоку теплових нейтронів від висоти каналу.

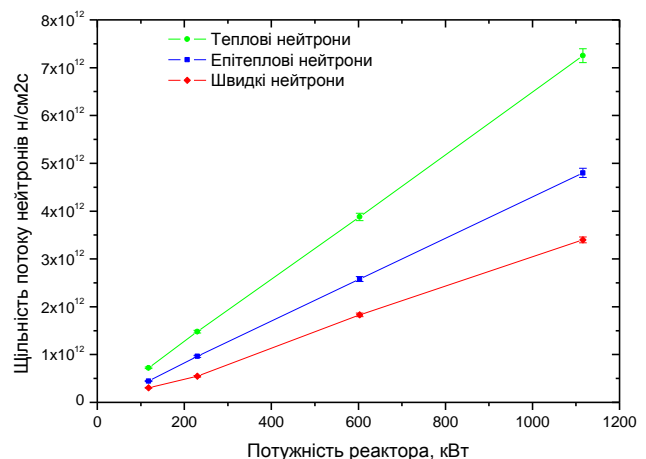


Рис. 2. Залежність щільності потоку нейтронів від потужності реактора.

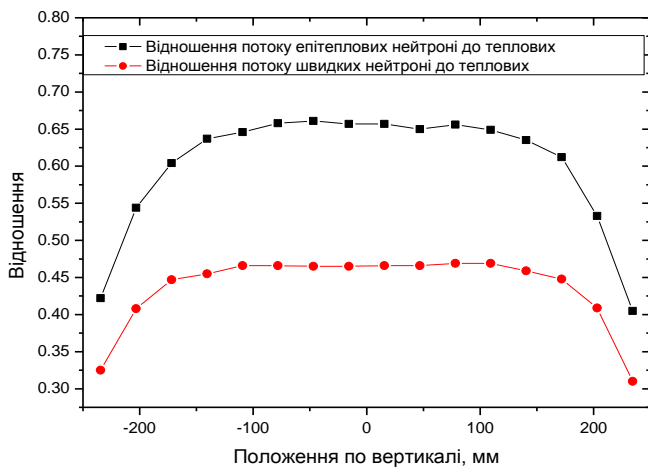


Рис. 3. Залежність жорсткості спектра нейтронів від висоти каналу.

У результаті експериментальних досліджень і моделювання було побудовано профіль нейтронної щільності потоку нейтронів по висоті активної зони. Отримані результати дають змогу проводити попередню оцінку умов нейтронного опромінення на матеріали для досліджень.

1. <https://geant4.web.cern>

За допомогою НАД наведені результати розрахованих та експериментально отриманих швидкостей реакцій на активаційних детекторах теплових нейтронів. Видно, що в нижній частині активної зони ці результати практично збігаються в межах невизначеності ($\pm 10\%$), що, в основному, пов'язано з невизначеністю потужності реактора.

За результатами вимірювань визначені щільності потоку теплових, проміжних та швидких нейтронів залежно від потужності реактора (рис. 2).

На підставі отриманих результатів була розрахована жорсткість спектра нейтронів в сухому каналі реактора (рис. 3).

МЕТОДОЛОГІЯ ПОДВІЙНОГО ЕКСПЕРТНОГО ОБСТЕЖЕННЯ ЕНЕРГЕТИЧНОГО ОБЛАДНАННЯ АЕС З МЕТОЮ ПРОДОВЖЕННЯ ТЕРМІНУ ЙОГО ЕКСПЛУАТАЦІЇ

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

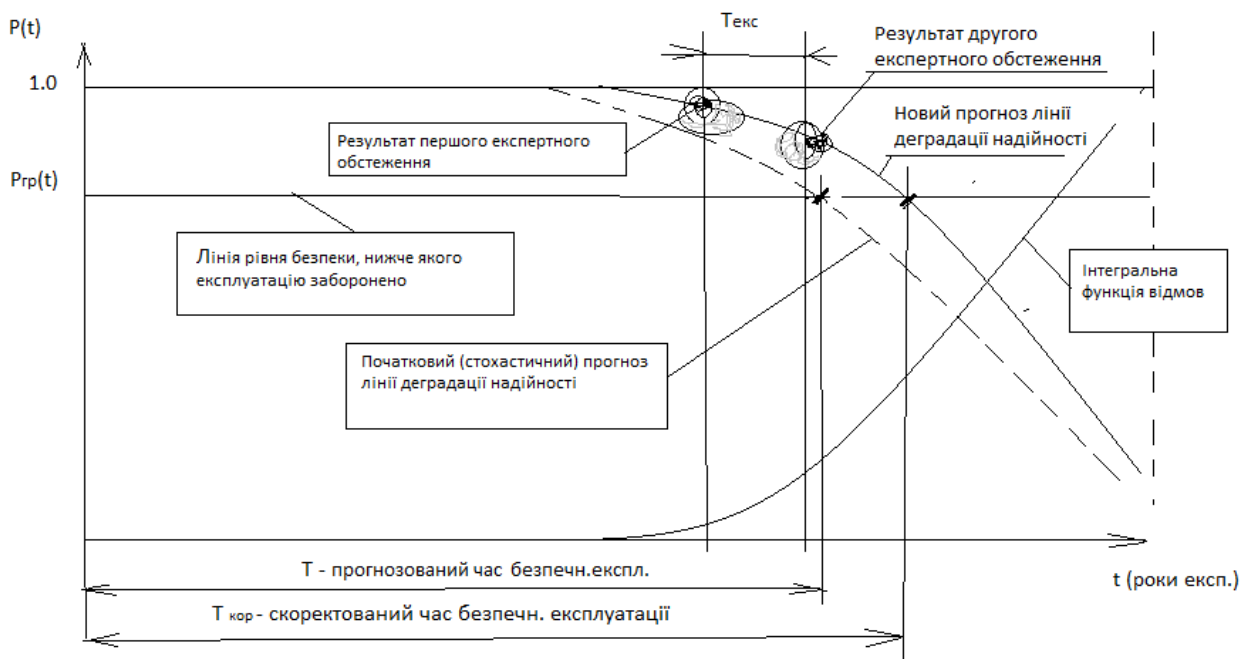
Одеський національний політехнічний університет, Одеса, Україна

У наших попередніх дослідженнях проблеми подовження ресурсу експлуатації енергетичного обладнання, такого, наприклад, як тепломеханічні агрегати АЕС, було застосовано методи нечітких множин та нечітких алгоритмів. Було отримано деякі позитивні результати, які вже впроваджені в енергетичній галузі. Практика довела, що засіб прогнозування, оснований на стохастичній теорії, не є повністю задовільним. Зупинка обладнання після відпрацювання часу T для проведення ремонту доволі часто показувала, що у обладнання поки що не утворились суттєві пошкодження, немає також показників, які б свідчили про виникнення скорої відмови або аварії. Тобто, виявлялось зайве пере-страхування, що є надлишковим в умовах інтенсивної експлуатації обладнання. Таким чином, можна зауважити, що при більш точному прогнозуванні моменту виникнення небезпечної ситуації, можна отримати значний ресурс продовження експлуатації тепломеханічного обладнання.

У нашому дослідженні було застосовано теорію можливостей, що спирається на ідеї Л. А. Заде, Б. Коско, І. Мамдані та інших. Як відомо, математика нечітких множин (fuzzysets), лінгвістичних змінних, нечітких відношень, нечітких алгоритмів та таке інше є невід'ємною частиною прикладної кібернетики. Цей клас методів, у першу чергу, виходить з того, що задача оцінки надійності, тобто задача прогнозування можливої відмови обладнання, є суттєво невизначеною. Виходячи з цієї обставини, вважаємо, що вибір методу дослідження у даному випадку є доцільним.

На рисунку наведено комбінований графік, де зображено кілька загальновизнаних ліній оцінки надійності обладнання. В координатах «час експлуатації – статистична інтегральна функція відмов» – суцільна лінія, та «час експлуатації – стохастичний прогноз лінії деградації надійності» – переривчаста лінія, показано, яким чином більшість сучасних енергетичних компаній прогнозує можливі відмови свого діючого обладнання. Там же ми провели умовну горизонтальну «лінію рівня безпеки, нижче якої експлуатацію обладнання заборонено» – $P_{rp}(t)$. Точка перетину цієї горизонтальної лінії з кривою деградації утворює проміжок часу T , який має прогноз на гарантовану кампанію безпечної експлуатації.

Імовірний виграш часу показаний на тому ж рисунку позначкою $T_{кор}$ – «скоректований час безпечної експлуатації». Зазвичай, цей час є більшим за той, що є прогнозований традиційним, стохастичним методом, тобто $T_{кор} > T$. Однак, не виключені випадки, в яких результат може виявитися протилежним.



Стратегія подвійного експертного обстеження відповідального обладнання.

На графіку показано:

- інтегральну функцію відмов (суцільна лінія в координатах $(F(t) - t)$);
- пунктирну лінію деградації надійності обладнання в координатах $(P(t) - t)$;
- горизонтальну лінію $P_{гр}(t)$, яка визначає такий рівень безпеки, нижче якого експлуатація є неприйнятною;
- результати першого та другого експертного обстеження на надійність, виконаного
- через інтервал часу $T_{екс}$;
- показано також поновлений прогноз розташування лінії деградації, який дає можливість отримати новий, скоректований час безпечної експлуатації – $T_{кор}$;
- різниця між $T_{кор}$ та T визначає термін продовження безпечної експлуатації обладнання.

Інтервал між експертними обстеженнями знаходиться таким чином: перше обстеження проводиться на працюючому обладнанні коли фіксуються перші ознаки змін у роботі агрегатів, а друге за 0,05 год до настання терміну гарантованої експлуатації. За цей час обладнання, яке знаходиться в експлуатації, накопичує додаткові ознаки деградації. Проводячи апроксимаційну лінію між двома результатами «згортки» двох обстежень, можна більш точно визначити момент перетину «лінії заборони експлуатації» загальною кривою деградації обладнання. Суттєве уточнення результатів прогнозу може бути досягнутим в результаті застосування такої операції нечіткого оцінювання, як контрастування.

АНАЛІЗ РЕЗУЛЬТАТІВ КВАЛІФІКАЦІЇ ОБЛАДНАННЯ У ВІТЧИЗНЯНІЙ АТОМНІЙ ЕНЕРГЕТИЦІ

І. А. Хомич, В. І. Сахно, Т. В. Ковалінська

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Проблеми надійності в атомній енергетиці є традиційними напрямками науково-практичної діяльності ІЯД. Останній період прогресу в справі підвищення надійності в ядерній енергетиці пов'язаний з помітним зростанням вкладу різноманітного комплекуючого обладнання ядерних енергетичних об'єктів в кризових ситуаціях на діючих АЕС. Досвід свідчить, що експлуатація обладнання на ядерних об'єктах призводить до прискореної втрати ним своїх параметрів, що сприяє більш частому виникненню кризових ситуацій. Деякі групи комплекуючого обладнання потім було названо «критичним» за їхнім внеском у загальну надійність енергетичної установки.

Вступ. Останнім часом акцент досліджень змістився від традиційних проблем міцності реакторної сталі і корпусів реакторів до контролю за станом обладнання, яке входить до складу цих найбільш потужних технічних об'єктів енергетики. Створено цілий комплекс профілактичних заходів для своєчасного виявлення пошкоджень і запобігання аварій. Але використання в рамках одного блока всіх процедур, метою яких є забезпечення відповідного рівня працездатності обладнання систем, що є важливими для безпеки, з урахуванням їхнього взаємозв'язку - дуже тривалий, громіздкий і технічно складний процес. Його було спрощено введенням єдиної системи кваліфікації технологічного обладнання. У 2004 р. під егідою МАГАТЕ запропоновано ввести до переліку обслуговуючих робіт на АЕС обов'язкову кваліфікацію обладнання на його придатність використовуватися на ядерних об'єктах. В Україні цей процес було фактично завершено до 2008 р.

Тому актуальним було проаналізувати результати цього нового етапу удосконалення експлуатації об'єктів атомної енергетики і формування науково обґрунтованих шляхів подальшого прогресу цього напрямку. Тим більше, що кваліфікація декларується як особливо важлива для вирішення Національної програми продовження терміну понад проектної експлуатації АЕС. Враховуючи велику увагу до цієї проблеми, велику кількість заходів і розроблених нормативних регулюючих документів очікувалось отримання значного зростання показників надійності кваліфікованого обладнання.

Дослідження. Відповідність реально отриманих результатів поставленим завдання кваліфікації досліджувалась аналізом опублікованих статистичних даних [1, 2]. З нього видно, що для подальшої надійної експлуатації комплекуючого критичного обладнання все ще існує низка проблем, які вимагають вирішення.

На рис. 1 наведено графік динаміки аварійності електротехнічного обладнання на вітчизняних ядерних енергетичних установках в різні періоди експлуатації – до впровадження кваліфікації та після завершення цього процесу.

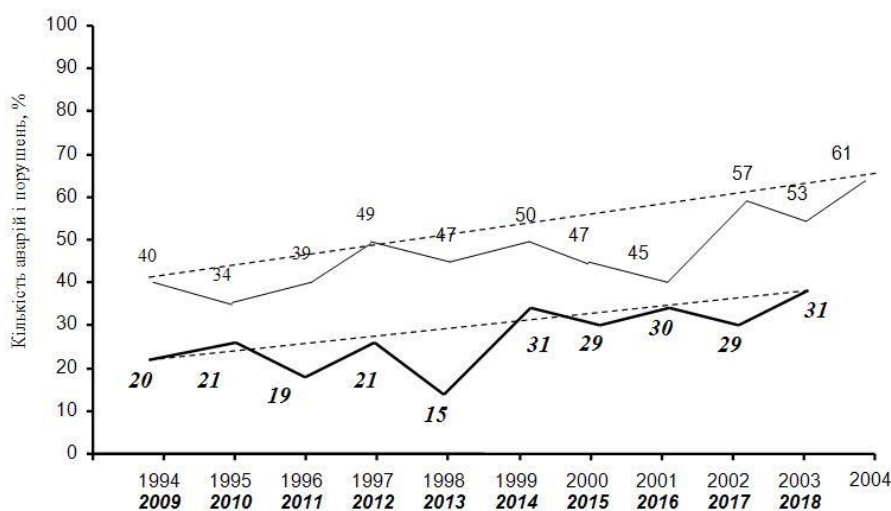


Рис. 1. Динаміка відмов в електротехнічному критичному обладнанні АЕС у період 1994 - 2004 рр. до впровадження кваліфікації (верхній графік) та після впровадження кваліфікації в період 2009 - 2018 рр. (нижній графік).

Перші етапи впровадження кваліфікації надали можливість частково вирішити найбільші проблеми експлуатації об'єктів ядерної енергетики. Майже в 2 рази зменшився відсоток відмов в електротехнічному обладнанні. Але водночас стала актуальною проблема подальшого удосконалення процесів конструювання і експлуатації ядерних енергетичних установок, особливо в частині комплектуючого критичного обладнання. Наприклад, з графіків рис. 1. видно, що незважаючи на кількісне покращення показників надійності, зберіглася і продовжує прогресувати тенденція до збільшення кількості відмов. У всякому разі, цей показник вже впритул наблизився до рівня 2001 р., коли це стало причиною активної розробки нових методів контролю (кваліфікації) за обладнанням.

Показовим також є порівняльна інформація, наведена на рис. 2.

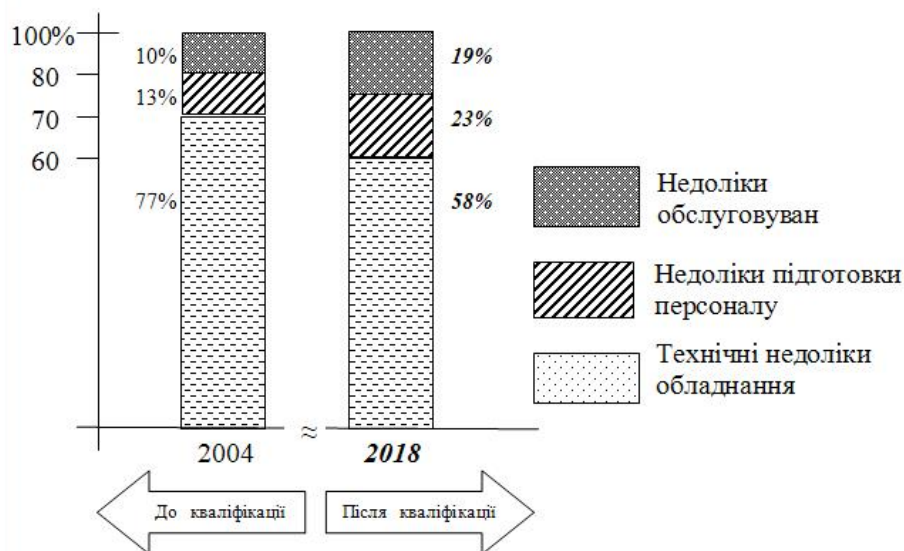


Рис. 2. Відсоток причин аварійності електротехнічного обладнання реактора на АЕС України.

У результаті кваліфікації обладнання загальний об'єм відмов через надійність критичного обладнання зменшився з 77 до 58 %. Але одночасно викликає стурбованість падіння якості обслуговування обладнання та зниження кваліфікації персоналу.

Висновки. Впровадження кваліфікації лише частково вирішило завдання підвищення надійності АЕС. Це підтверджує необхідність термінового введення в експлуатацію АЕС практики функціональних випробувань критичного обладнання [3] і створення умов залучення штучного інтелекту для контролю і прогнозування поведінки об'єкта в усіх його режимах, від стаціонарного до аварійного.

1. Оценка текущего состояния эксплуатационной безопасности энергоблоков АЭС Украины; Отчеты о нарушениях 13АП-П05-01-02-94 – ЗЮУК-П02-07-09-04.
2. Доповіді про стан ядерної та радіаційної безпеки в Україні у 2009 - 2018 рр.
3. <http://www.snrc.gov.ua/nuclear/uk/publish/category/327588>.
4. А.В. Сахно. Исследование проблем повышения безопасности кабельных магистралей АЭС. Сб. матер. 5-й конф. Украинского ядерного общества (Энергодар, ЗАЭС, УкрЯО, 2001) 102.

Анотації до доповідей з радіаційної фізики та радіаційного матеріалознавства

ТЕСТУВАННЯ БРОНЕПЛАСТИН З SiC ЗА ДОПОМОГОЮ РЕНТГЕНІВСЬКИХ ДИФРАКТОГРАМ

О. В. Андрєєв¹, Л. І. Асламова¹, Ю. Є. Грабовський¹, М. А. Заболотний¹, Л. А. Майстренко²

¹ Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ, Україна

² Інститут надтвердих матеріалів ім. В. М. Бакуля НАН України, Київ, Україна

Актуальність розробки неруйнівних методів контролю керамічних броньових модулів обумовлена зменшенням ефективності захисту броньових сталей після створення і впровадження броньових ударників (куль, снарядів) із сердечниками із зміцнених сталей або спеціальних твердих матеріалів. Обумовлене це тим, що ефективний захист можливий тільки при руйнуванні ударника, що вимагає використання матеріалів з високими значеннями твердості та ударної в'язкості. Оскільки сталева броня істотно поступається в твердості броньовим осердям ударників, вона не може бути основою для створення ефективного захисту. У цих умовах найбільш перспективним і практично безальтернативним матеріалом для створення засобів бронезахисту по 5-6 А класу (ГОСТ Р 50744-95) є кераміка на основі реакційно зв'язаного SiC, твердість якої перевищує твердість матеріалу осердя кулі. При визначенні фізичних особливостей механізму ударного впливу на кераміку має бути враховано, що це двоетапний процес. На першому етапі, що триває кілька мікросекунд, реалізується генерація, поширення і відбивання хвилі стиснення в кераміці, що обумовлює появу сукупності радіально розташованих тріщин, локалізованих в приповерхневому шарі кераміки в околі точки попадання ударника. На другому етапі фронт руйнування, утворений тріщинами, починає поширюватися перед ударником вглиб кераміки. У сукупності тріщини формують коноїд руйнування, який закінчується в задній площині броні. При формуванні вимог до структури та субструктури керамічних елементів потрібно врахувати, що кераміка виконує дві функції при попаданні балістичного ударника в композитну броню: 1) висока твердість керамічних добавок спричиняє руйнування корпусу ударника на фрагменти, що знижують ефективність пострілу 2) служить для перерозподілу ударного навантаження по більшій площі матеріалу підкладки броні, зменшуючи енергетичну щільність ударного навантаження на захисні шари. Властивості і характеристики елементів з SiC під динамічним навантаженням досліджені недостатньо.

Мета досліджень. Визначення фізичних закономірностей взаємозв'язку (кореляції) між механіко-міцнісними параметрами при динамічних навантаженнях (густиною) виробів з реакційно зв'язаного карбиду кремнію і його структурно-політичними характеристиками.

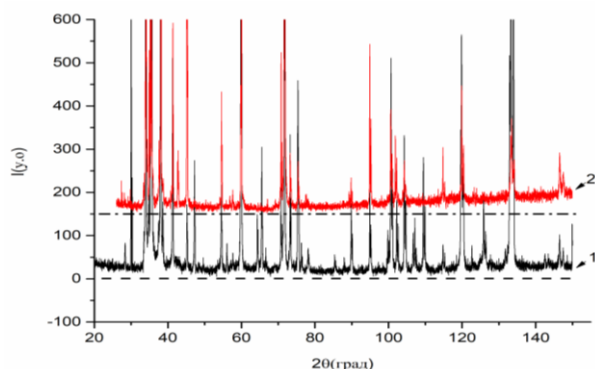
Матеріали дослідження, експериментальна частина

При виготовленні зразків з реакційно зв'язаного карбиду кремнію використовувалася шихта з вмістом SiC 85 - 95 %. Серед основних домішок були присутні кремній та вуглець. Вміст інших елементів складав менше 0,2 %. Зразки мали форму паралелепіпедів з розмірами 25 × 25 × 30 мм. При виборі зразків враховувалось, що міцність виробів з SiC в суттєвій мірі визначається густиною виробу. Густина матеріалу (ρ) зразків вибиралася не меншою 3,05 г/см³, що дало змогу визначати характеристики актуальних елементів захисних бронеплит. Використовувалися зразки з густиною 3,05; 3,07; 3,1; 3,15; 3,18; 3,2; 3,3 г/см³. Дифрактометричні дослідження проводилися з використанням дифрактометра ДРОН-3М. Дифрактограми отримували в дискретному режимі при таких параметрах сканування: кутівий інтервал $2\theta = (20 - 150)^\circ$, крок сканування $0,05^\circ$ і час експозиції в точці 10 с. з використанням фільтрованого $Cu_{K\alpha}$ випромінювання. Дифрактограми отримували для кожного зразка від двох взаємно перпендикулярних поверхонь з метою з'ясування гомогенності фазового складу, а також наявності текстури. Для аналізу та інтерпретації отриманих рентгенівських даних був використаний оригінальний пакет програм, який з використанням відомих алгоритмів був розроблений на фізичному факультеті КНУ імені Тараса Шевченка. Цей пакет містить повний комплекс стандартних процедур Рітвелда і призначений для вирішення різноманітних XRD завдань, а саме визначення положень піків та інтегральних інтенсивностей брегівських відбитків за допомогою повнопрофільного аналізу; проведення якісного та кількісного фазового аналізу з використанням даних PDF для ідентифікації фаз та методу найменших квадратів для уточнення періодів кристалічних ґраток фазових складових; тестування

запропонованих структурних моделей та уточнення параметрів кристалічної структури фаз (включаючи координати атомів, коефіцієнти заповнення атомних позицій, теплових поправок, текстури, тощо); визначення параметрів текстури та параметрів реальної структури фаз.

Результати досліджень

Результати вимірювань ілюструє рисунок, на якому представлено дифрактограми для двох орієнтацій зразка з густиною $3,2 \text{ г/см}^3$. Крива 1 відповідає вільній поверхні зразка, а крива 2 – перпендикулярній до неї поверхні.



Дифрактограми мають складну структуру, що ілюструє немонотонна залежність зміни амплітудних значень піків інтенсивності дифрагованих рентгенівських променів від значень 2θ при опроміненні взаємно перпендикулярних поверхонь. В суттєвій мірі це обумовлено тим, що до складу кристалічної ґратки карбіду кремнію можливе входження великої (до 300) кількості політипів. Було проведено аналіз дифрактограм, що дало змогу ідентифікувати у відповідних зразках характер наявних політипів SiC, а також супутніх фаз. По співвідношенню інтегральних інтенсивностей

було розраховано кількісне співвідношення політипів і супутніх фаз для кожного типу зразків. Для встановлення взаємозв'язку між текстурованістю та густиною було проведено кореляційний аналіз Пірсона між дифрактограмами рентгенівських променів у взаємно перпендикулярних напрямках.

Висновки

1. При використанні спектрів дифрактометрії рентгенівських променів встановлено взаємозв'язок між наявними політипами та густиною зразків. Найменша густина притаманна зразкам, які вміщують політип β -SiC. Збільшенню густини сприяє збільшення вмісту базового політипу SiC 6H та політипу SiC 15R, а також залишкової фази чистого Si.
2. Високі значення густини зразків з реакційно зв'язаного SiC досягаються при високих значеннях коефіцієнтів кореляції дифрактограм, отриманих для взаємно перпендикулярних поверхонь.
3. Наявність залишкових фаз Si або C в процесі виготовлення елементів з реакційно зв'язаного SiC сприяє збільшенню їхньої густини.

**ВИКОРИСТАННЯ МЕТАЛЕВИХ НАНОЧАСТИНОК
ДЛЯ ПІДВИЩЕННЯ ЕФЕКТИВНОСТІ ОПРОМІНЕННЯ
У РАДІАЦІЙНІЙ ТЕРАПІЇ РАКУ
(ОГЛЯД)**

І. Є. Анохін

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Останнім часом дуже швидко розвивається напрямок досліджень присвячений вивченню використання металевих наночастинок у радіаційній терапії раку [1 - 3]. Це пов'язано з можливістю підсилення та локалізації іонізаційних втрат іонізуючого опромінення саме в області ракових пухлин, що приводить до суттєвого зростання ефективності променевої терапії [4].

У запропонованому огляді розглянуто основні напрями досліджень, які присвячені вивченню можливості використання металевих наночастинок із великим значенням атомного номеру для підвищення ефективності опромінення у радіаційній терапії раку, розглянуті механізми підсилення радіо-сенсibilізації іонізуючого опромінення у присутності металевих наночастинок, а також основні завдання та виклики, які стоять перед дослідниками для впровадження практичного використання металевих наночастинок в радіаційній медицині.

1. Salomeh Jelveh, Devika B. Chithrani. *Cancers* 3 (2011) 1081.
2. J. Schuemann et al. *Int. J. Radiat. Oncol. Biol. Phys.* 94(1) (2016) 189.
3. Kaspar Naume et al. *Cancer Nanotechnology* 7(1) (2016) 8.
4. Zdenka Kuncic, Sandrine Lacombe. *Phys. Med. Biol.* 63 (2018) 02TR01.

ВЕЛИКОДОЗОВІ ЕФЕКТИ В ЕЛІПСОМЕТРИЧНИХ ДОСЛІДЖЕННЯХ КРЕМНІЮ, ОПРОМІНЕНОГО ІОНАМИ ГАЗІВ (H, D, He) МеВ-НОГО ДІАПАЗОНУ ЕНЕРГІЙ

В. І. Варніна¹, Г. П. Гайдар¹, О. С. Кондратенко², М. Б. Пінковська¹, М. І. Старчик¹

¹ Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

² Інститут фізики напівпровідників ім. В. Є. Лашкарьова НАН України, Київ, Україна

Останні десятиліття завдяки прогресу в застосуванні математичної фізики і комп'ютерної математики у радіаційній фізиці твердого тіла вдалося підійти до з'ясування природи ефектів, викликаних енергетичними частинками (електрони, нейтрони, легкі та важкі іони тощо) у разі опромінення кристалів великими дозами. Ці підходи можна застосувати для пояснення результатів наших досліджень кремнію, опроміненого іонами 6,8 МеВ водню (протони), 13,6 МеВ дейтерію (дейтрони) та 27,2 МеВ гелію (α -частинки). Попередньо, вивчаючи структурні й оптичні властивості модифікованих радіацією монокристалів Si, ми виявили складний характер дефектоутворення (ефект великих доз, ефект далекодії, утворення впорядкованих структур у вигляді «стінок дефектів», розташованих перпендикулярно до потоку іонів у пробірній і запробірній частинах кристала) залежно від виду, енергії іонів, флюенса та умов опромінення.

На даному етапі методом еліпсометрії детальніше досліджено зміни оптичних властивостей, які відбуваються в приповерхневій області модифікованого кремнію, для тих самих іонів та умов опромінення. Багатокутові монохроматичні вимірювання поляризаційних кутів Ψ , Δ проводилися нуль-еліпсометром ЛЕФ-3М ($\lambda = 632,8$ нм) за двозонною методикою поблизу головного кута падіння структури. Точність вимірювання поляризаційних кутів складала $0,09^\circ$ для Δ та $0,03^\circ$ для Ψ . Кількісний аналіз отриманих спектрів дав змогу підібрати адекватні оптичні моделі отриманих структур і визначити оптичні параметри матеріалу. Для їхнього фізичного обґрунтування використано результати досліджень морфології структур, зокрема дані атомно-силового мікроскопа (АСМ) типу DimensionalTM 300 та скануючого електронного мікроскопа (СЕМ) S-806 ("Hitachi"). Оптичні константи зразків (показник заломлення n і коефіцієнт поглинання k) до та після опромінення визначали шляхом розв'язування оберненої еліпсометричної задачі методом мінімізації квадратичної цільової функції спеціального виду. Комплексний показник заломлення $N = n - ik$.

Встановлено, що істотні зміни основних оптичних параметрів кремнію з природним окислом SiO_2 (2,40 - 2,90 нм) для всіх іонів відбуваються у разі значного потоку іонів $\sim 10^{17}$ см^{-2} .

1) Порівняння еліпсометричних залежностей для вихідного Si (100) та опроміненого іонами водню показує, що вигляд кривих $\Psi(\varphi)$ та $\Delta(\varphi)$ міняється тільки для флюенсів $1,0 \cdot 10^{17}$ см^{-2} . Після опромінення іонами гелію еліпсометричні криві $\Psi(\varphi)$ та $\Delta(\varphi)$ й, відповідно, оптичні параметри досліджуваних зразків не змінилися (для флюенсів 10^{14} , 10^{16} см^{-2}), за винятком зразка, опроміненого флюенсом $\sim 10^{17}$ см^{-2} .

2) Результати еліпсометричних досліджень для іонів водню і дейтерію відмінні в центрі та на краю опроміненої зони. Розрахований з еліпсометричних кривих показник заломлення змінюється після опромінення флюенсом $\sim 1,0 \cdot 10^{17}$ см^{-2} , причому ці зміни істотніші в центрі опроміненої області (для водню: край – 3,839, центр – 3,818; для дейтерію: край – 3,860, центр – 3,829). Відповідно, розрахована товщина поверхневого окислу d_{SiO_2} міняється сильніше в центрі опроміненого зразка (для водню: край – 6,00 нм, центр – 8,00 нм; проти 2,40 нм – для неопроміненого). Ці результати можна зіставити з картинками вибіркового травлення: лінія напружень, пов'язана з дефектами, в області гальмування мала різну ширину (вужчу на краю опроміненої області, ширшу – в центрі), що, на нашу думку, зумовлено більшим охолодженням на краях кристала в процесі опромінення (оскільки опромінення передбачало рівномірний розподіл потоку по поверхні зразка).

3) У випадку опромінення іонами гелію розрахований показник заломлення n також змінюється тільки для флюенса $\sim 1,0 \cdot 10^{17}$ см^{-2} , але, на відміну від опромінення протонами, його величина зростає до 4,132 (3,863 – для неопроміненого) і наближається до значення, характерного для аморфного напівпровідника. Це свідчить про значну деструкцію (аж до аморфізації) приповерхневого шару. Результати корелюють з картинками АСМ та СЕМ зображень структури поверхні опроміненого матеріалу. На АСМ-зображенні видно значне зростання шорсткості поверхні опроміненого кремнію. СЕМ-зображення виявляє розподіл дефектів уздовж напрямку опромінення. Показано, що найбільші напруження ґратки кремнію спостерігаються в області гальмування іонів (як і передбачено теорією взаємодії опромінення з кристалом), однак за великих флюенсів у пробірній для іонів гелію частині

кристалічність структури Si порушується (спостерігається пов'язаний з радіаційними дефектами шаруватий розподіл напружень ґратки, паралельний лінії гальмування).

З радіаційної фізики відомо, що основна генерація дефектів відбувається при сповільненні іонів, тобто є нерівномірною вздовж треку частинки і максимальною в кінці пробігу. В пружних співударах іони передають атому енергію, достатню для вибивання його з вузла і створення дефектів. Подальша еволюція мікроструктури регулюється термічно активованою дифузією, що призводить до сегрегації точкових дефектів (вакансій і міжвузловинних атомів – у вакансійні та міжвузловинні кластери, дислокаційні петлі і порожнечі), і, як результат, – до утворення протяжних дефектів. Різниця в здатності протяжних дефектів абсорбувати вакансії та міжвузловинні атоми, що характеризується фактором зміщення, є основною рушійною силою (наведеною радіацією) еволюції мікроструктури.

Отримані останніми роками експериментальні й теоретичні дані [1] показали, що високоенергетичне опромінення може призводити до екстремального збудження кристалічної ґратки, яке передає енергію атомним коливанням уздовж щільно упакованих напрямів кристала на досить великі відстані. Вважається, що ці збудження випадають із оптичних спектрів, потрапляючи в фононну зону, тому зроблено припущення, що вони призводять до зменшення (пом'якшення) атомних зв'язків у ґратці і збільшення коливальної амплітуди руху атомів. Передача енергії такими коливаннями може відбуватися в різних матеріалах. Довжина їхнього пробігу може становити 10^4 - 10^7 елементарних комірок. Ці збудження ґратки автори називають по-різному: дискретними солітонами, бризерами, квадонами.

Наявністю таких коливань, які передають при опроміненні енергію на відстані, більші ніж довжина пробігу, можна пояснити, наприклад, ефект далекодії при іонному опроміненні: зміна властивості опромінених кристалів на відстанях, які переважають довжину пробігу в даному матеріалі. Відомо також, що вони можуть сприяти упорядкуванню утворюваних дефектів (наприклад, пор), коли густина створених вакансій у процесі опромінення велика.

Підсумовуючи, зазначимо, що в рамках уявлень про особливі коливання знаходять пояснення наші результати дослідження оптичних і структурних властивостей кремнію, опроміненого великими флюенсами іонів газів: зміна властивостей матеріалу як в області пробігу (шарувата структура), так і в запробіжній частині (лінії дефектів на відстані, рівній подвійній довжині пробігу) кремнію. Еліпсометричні дослідження підтверджують існування ефекту великих доз і є додатковим свідченням його залежності від температури зразка в процесі опромінення. З ростом енергії іонів ($E = 27,2$ MeV для He) для виявлення ефекту потрібно контролювати струм пучка іонів гелію, який має бути не більшим, ніж 0,45 мкА, щоб температура зразка при опроміненні не перевищувала 100 °C.

1. V.I. Dubinko, A.V. Dubinko. Modification of reaction rates under irradiation of crystalline solids: Contribution from intrinsic localized modes. Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B 303 (2013) 133.

ОБНОВЛЕНА МОДЕЛЬ ЕВОЛЮЦІЇ МІКРОСТРУКТУРИ ЛАВОПОДІБНИХ ПАЛИВОВМІСНИХ МАТЕРІАЛІВ КОМПЛЕКСУ НБК – ОУ

С. В. Габєлков, І. В. Жиганюк

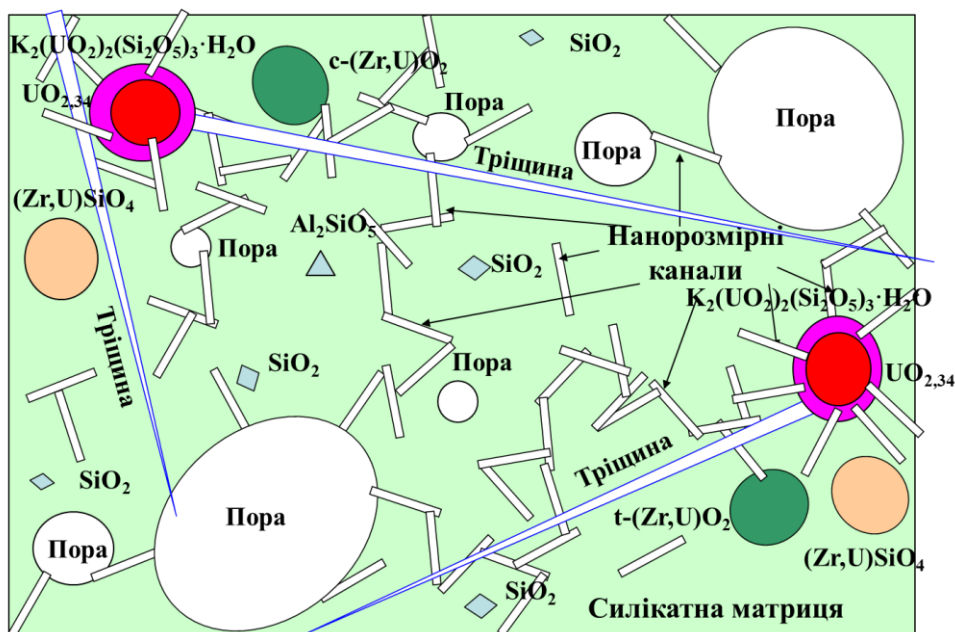
Інститут проблем безпеки АЕС НАН України, Чорнобиль, Україна

Лавоподібні паливовмісні матеріали (ЛПВМ), що сформувалися в результаті запроектованої аварії на 4-му блоці ЧАЕС у 1986 р., визначають ядерну, радіаційну та екологічну безпеку комплексу «Новий безпечний конфайнмент – Об'єкт Укриття» (НБК - ОУ) [1]. Вони містять основну частину радіонуклідів зруйнованого реактора й тому вимагають постійної уваги фахівців.

Дані про всі елементи структури ЛПВМ і розуміння природи їхнього формування дали змогу створити модель еволюції мікроструктури ЛПВМ [1]. Для цього було виділено основні процеси, що проходять в ЛПВМ, і з'ясовано послідовність їхнього протікання. Було визначено етапи деградації ЛПВМ, з'ясовано їхня черговість, оцінено їхню тривалість і тощо. Модель дала можливість прогнозувати стан і поведінку ЛПВМ. Однак, для підвищення якості прогнозування, вона вимагає уточнення та оновлення.

Мета роботи – оновлення моделі деградації мікроструктури ЛПВМ для прогнозування їхнього стану і поведінки при оцінці ядерної, радіаційної та екологічної безпеки комплексу НБК - ОУ в найближчій і віддаленій перспективі.

Коричнева кераміка ЛПВМ є склокерамічним матеріалом (рисунок) [1], що має скломатрицю, в якій знаходяться кристалічні включення оксидів урану UO_x , уран-цирконій-кисневої фази $(Zr,U)O_x$, чорнобиліту $Zr_{1-x}(U_x)SiO_4$ та ін. Склوماتриця є «недовареним» склом і має нерівномірний розподіл елементів. Матеріал також має газові пори, нанорозмірні порові канали та тріщини. Матеріал пронизано наноканалами, які з'єднали газові пори між собою і зі зовнішнім середовищем. Нанорозмірні порові канали розподілено в матеріалі нерівномірно. Їхня концентрація більше в місцях з підвищеним вмістом α -активних радіонуклідів і поблизу кристалічних включень оксидів урану. Тріщини пронизують матеріал.



Мікроструктура коричневої кераміки ЛПВМ (схематичне представлення).

За останні роки методами рентгенівської дифракції уточнено фазовий склад коричневої кераміки [2]:

1. оксид урану у включених окислювався до $UO_{2,34}$;
2. склад уран-цирконій-кисневої фази $(Zr,U)O_x$, це є кубічний c-Zr(U)O₂ та тетрагональний t-Zr(U)O₂ оксиди цирконію, які стабілізовано оксидом урану;
3. встановлено наявність силікату урану $K_2(UO_2)_2(Si_2O_5)_3 \cdot H_2O$ (вікситу) в кількості 3 - 4 % мас.;
4. встановлено присутність таких кристалічних фаз: силікату алюмінію Al₂SiO₅, можливо, силікату кальцію Ca₂SiO₄ та оксидів кремнію SiO₂: орторомбічного (1), орторомбічного (2), тригонального і, можливо, тетрагонального.

У моделі серед великої кількості фізичних і хімічних процесів, що проходили раніше і проходять зараз в ЛПВМ, виділено ті з них, які визначально впливають на формування мікроструктури ЛПВМ [1]:

1. формування відкритих порових каналів в ЛПВМ за рахунок об'єднання, принаймні, частини треків α -частинок, що утворилися при α -розпаді радіонуклідів;
2. проникнення кисню до включень оксидів урану по відкритих нанорозмірних поровими каналах;
3. окислення киснем повітря оксиду урану UO_2 у включеннях;
4. формування тріщин в ЛПВМ за рахунок збільшення об'єму включень оксидів урану;
5. проникнення води в ЛПВМ по тріщинах до включень оксидів урану;
6. взаємодія води та розчинених в ній солей і газів з оксидами урану і продуктами активації, утворення гідратів і розчинних сполук урану і трансуранових елементів.

Дослідження за період 2017 - 2020 рр. [2] підтвердили процес окислення оксиду урану у включеннях до $UO_{2.34}$. Воно проходило не тільки в процесі аварії, а й протягом більш ніж 30 років після неї. У даний час включення оксиду урану знаходяться в стисненому стані. У результаті збільшення їхнього об'єму механічні напруження привели до формування тріщин в ЛПВМ. При руйнуванні ЛПВМ 20 - 25 % оксиду урану $UO_{2.34}$ буде переходити в U_3O_8 (кубічна структура в ромбічну зі збільшенням об'єму до 35 %), що призведе до руйнування їхніх зерен до ~ 1 мкм, можливо, частина оксиду і до зерен субмікронних розмірів.

Встановлено розвиток процесу радіаційно-стимульованого синтезу силікату урану $K_2(UO_2)_2(Si_2O_5)_3 \cdot H_2O$ (вікситу) при взаємодії оксиду урану у включеннях з оксидом кремнію силікатної матриці [3].

У коричневій кераміці за 34 роки після аварії пройшла часткова кристалізація скломатриці ЛПВМ [2]. Кристалізація перебуває на початковій стадії. Вміст кристалічних фаз, які сформувалися завдяки кристалізації, становить 7 - 9 %. При подальшому розвитку процесу на найбільш небезпечній лавиноподібній стадії (при 20 - 30 % мас. кристалічної фази) кристалізація може пройти за кілька місяців (до року) і привести до повного руйнування ЛПВМ до частинок з розмірами від кількох до десятків мікрон.

У моделі було виділено стадії еволюції мікроструктури та деградації внутрішнього об'єму ЛПВМ, визначено їхню послідовність і оцінено їхню тривалість [1]:

1. Формування відкритої пористості, що є результатом об'єднання закритих сферичних пор знову сформованими нанорозмірними поровими каналами, які в свою чергу є результатом об'єднання накопичених в матеріалі треків α -частинок. Тривалість стадії до 10 - 12 років.
2. Окислення оксиду урану у включеннях ЛПВМ за рахунок проникнення повітря по відкритим нанорозмірним поровим каналам. Тривалість стадії до 6 - 12 років.
3. Формування тріщин в ЛПВМ за рахунок збільшення об'єму включень оксидів урану при їхньому окисленні. Тривалість стадії кілька років.
4. Проникнення води в ЛПВМ по тріщинах. Взаємодія її з включеннями оксидів урану. Вихід в навколишнє середовище солей урану з включень. Тривалість стадії кілька десятиліть.

Стадії еволюції мікроструктури можуть частково накладатися один на одного.

Результати останніх трьох років дають змогу виділити ще дві стадії: стадія 5 - кристалізація силікатної скломатриці, і стадія 6 - синтез силікату урану $K_2(UO_2)_2(Si_2O_5)_3 \cdot H_2O$ (вікситу) з оксиду урану і оксиду кремнію, який стимульовано самоопроміненням коричневої кераміки ЛПВМ. Обидві стадії протікали протягом усіх 34 років після аварії та продовжуються і зараз.

Таким чином коричнева кераміка ЛПВМ у даний час знаходяться на стадіях 4, 5 та 6.

Оновлена модель еволюції мікроструктури ЛПВМ дасть змогу підвищити якість прогнозів стану та поведінки цих матеріалів на найближчу і віддалену перспективу. При розробці в майбутньому технологій поводження з ЛПВМ комплексу «Новий безпечний конфайнмент – Об'єкт Укриття» необхідно буде враховувати еволюцію мікроструктури та можливі особливості деградації цих матеріалів.

1. С.В. Габелков, А.В. Носовський, В.Н. Щербін, Проблеми безпеки атомних станцій і Чорнобиля 26 (2016) 75.
2. С.В. Габелков та ін. Ядерна фізика та енергетика 20 (2019) 388.
3. С.В. Габелков та ін. Тези доп. XVI наук. конф. ІЯД, Київ, 8 - 12 квітня, 2019 (К., 2019) 106.

ДИФРАКЦІЯ ЛАУЕ МЕСБАУЕРІВСЬКИХ І РЕНТГЕНІВСЬКИХ ФОТОНІВ ІДЕАЛЬНИМ КРИСТАЛОМ БОРАТУ ЗАЛІЗА

О. Я. Дзюблик, В. Ю. Співак

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Дифракція рентгенівського, синхротронного, месбауерівського випромінювання і нейтронів широко використовується для вивчення структури кристалів. Таким способом були відкриті такі унікальні явища, як маятниковий (pendellösung) ефект та аномальне проходження γ -фотонів та нейтронів крізь ідеальний кристал в геометрії проходження. У рентгенівській оптиці аномальне проходження часто називають ефектом Бормана [1 - 3]. Пояснення цих явищ було дано динамічною теорією розсіювання. [1 - 3]. У наближенні двох хвиль, плоска хвиля, що падає, генерує всередині кристала дві пари хвиль, які обидві є когерентними суперпозиціями хвилі, що проходить, та хвилі, що відбивається. Одна пара має ноди на атомах, що розсіюють, а тому поглинається аномально слабо, тоді як інша, яка має антиноди, поглинається сильно.

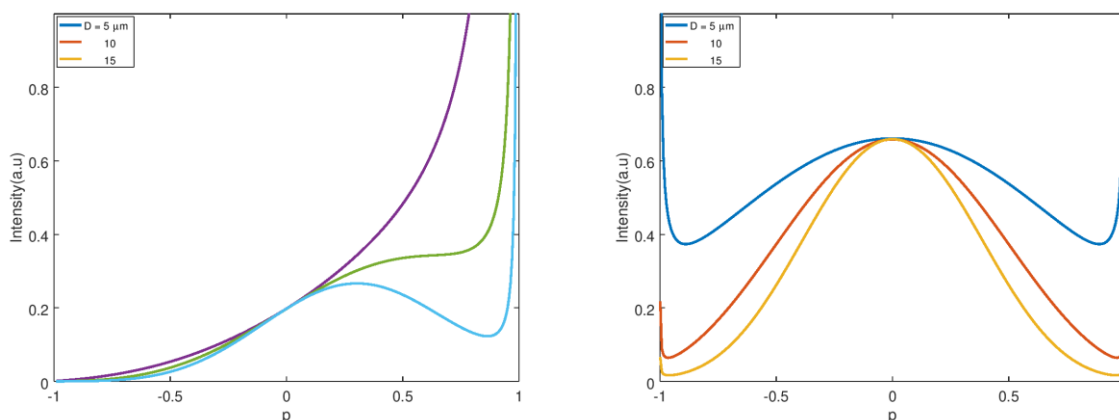
Динамічна теорія була розширена на випадок пружної дифракції плоских месбауерівських хвиль Афанасьєвим та Каганом. Ними передбачено, що можна досягнути повного пригнічення γ -квантів месбауерівськими ядрами в ідеальному кристалі, що було підтверджено в багатьох експериментах.

Багатократне розсіювання рентгенівських фотонів кристалами завжди описують рівняннями Максвелла [1 - 3]. Так само квазікласично Афанасьєв та Каган [4] розглядали резонансне розсіювання месбауерівського випромінювання кристалами.

В типовому експерименті по дифракції Лауе, γ -кванти, що падають, спочатку колімуються щільною, яка лежить на поверхні кристала, і паралельна до площин, що відбивають. Після цього випромінювання проходить в кутовому регіоні, який має форму так званого трикутника Бормана. Розподіл інтенсивності хвилі, що проходить, та хвилі, що відбивається, на основі трикутника Бормана, аналізують за допомогою ще однієї щільності, яка теж паралельна кристалічним площинам.

Звичайна динамічна теорія плоских хвиль не здатна пояснити цю ситуацію. Тому Като розглянув дифракцію Лауе рентгенівських сферичних хвиль, трактуючи їх як суперпозицію класичних плоских хвиль, що розгорнуті по куту θ навколо кута Брега θ_B . Кожна така плоска компонента незалежно одна від одної розсіюється атомами кристала, утворюючи заломлений та дифрагований хвильові пакети, що представляються інтегралами по куту θ . У такому наближенні сферичних хвиль неявно припускається, що дисперсія по θ падаючих хвиль значно більша, за характерний інтервал кутів, де відбувається дифракція. Като знайшов точні розв'язки інтегралу по θ через функції Бесселя. Крім того, ці інтеграли можна оцінити за допомогою наближення стаціонарної фази, якщо товщина кристала D значно більша, за довжину пенделозунгу. Тобто, тільки для слабо поглинаючих кристалів.

Водночас, для месбауерівської дифракції, коли резонансна амплітуда розсіювання γ -квантів комплексне число, метод стаціонарної фази не застосовний. У такому випадку інтеграли мають оцінюватись загальнішим методом сідлової точки. У попередніх роботах, ми робили то в наближенні сферичних хвиль, обмежуючись симетричною дифракцією Лауе для месбауерівського випромінювання [5] та нейтронів [6 - 7].



Ліва панель: розподіл інтенсивності пучка Мессбауера, заломленого в тонких плівках різної товщини, через основу трикутника Бормана. Права панель: Те ж саме для дифракційного променя.

Нами була розвинута загальна динамічна теорія для Лауе дифракції γ -квантів, що розходяться, яка брала до уваги, як розсіяння атомними електронами, так і збудженими рівнями ядра, що низько лежать. Ми обмежились наближенням двох хвиль, яке дає змогу аналітичний розв'язок. Виведені рівняння описують дифраговану та заломлену хвилі, для падаючої хвилі довільної орієнтації по відношенню до брегівського резонансу.

Ми виконали числові розрахунки для дифракції кристалом борату заліза $^{54}\text{FeVO}_3$ для (222) площин. Борат заліза має ромбодричну структуру кальциту, зі спінами атомів заліза, які лежать у площині (111) і які антиферомагнітно упорядковані. Ми взяли кристалічні параметри та інші дані по борату заліза з роботи [8]. Обчислені інтенсивності представлені на рисунку, як функції параметра p , який характеризує скануючу щілину, яка на основі трикутника Бормана.

1. W.H. Zachariasen, *Theory of X-ray Diffraction in Crystals* (Wiley, New York, 1945).
2. B.W. Batterman, H.Cole. Dynamical diffraction of X Rays by perfect crystals. *Rev. Mod. Phys.* 36 (1964) 681.
3. Andre Authier. *Dynamical Theory of X-ray Diffraction* (New York, Oxford University Press Inc., 2001).
4. A.M. Afanas'ev, Yu.Kagan, Suppression of inelastic channels in resonant nuclear scattering in crystals. *Sov. Phys. JETP* 21 (1965).
5. A.Ya. Dzyublik, V.Yu. Spivak. Laue diffraction of spherical Mössbauer waves. *Ukr. J. Phys.* 61 (2016) 826.
6. A.Ya. Dzyublik, V.I. Slisenko, V.V. Mykhaylovskyy, Symmetric Laue diffraction of spherical neutron waves in absorbing crystals. *Ukr. J. Phys.* 63(2) (2018) 174.
7. A.Ya. Dzyublik, V.V. Mykhaylovskyy, V.Yu. Spivak, Peculiarities of Laue diffraction of neutrons in strongly absorbing crystals. *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* 155 (2019) 413.
8. U van Brück et al. Enhanced nuclear resonance scattering in dynamical diffraction of gamma rays. *J. Phys. C* 13 (1980) 4511.

ДОСЛІДЖЕННЯ РАДІАЦІЙНОЇ СТІЙКОСТІ ПЛІВОК ДЛЯ ЯДЕРНИХ МЕМБРАН З ПОЛІЦІАНУРАТІВ

**Т. В. Ковалінська¹, Ю. В. Іванов¹, В. І. Сахно¹, О. М. Файнлейб², О. П. Григор'єва²,
О. М. Старостенко², О. В. Мельниченко³, В. В. Шлапацька³, А. М. Пилипенко⁴**

¹ Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

² Інститут хімії високомолекулярних сполук НАН України, Київ, Україна

³ Державне підприємство «РАДМА», Київ, Україна

⁴ Донецький фізико-технічний інститут ім. О. О. Галкіна НАН України, Київ, Україна

У доповіді викладено матеріали експериментальних досліджень радіаційних характеристик полімерів групи поліціануратів з метою отримання даних про можливість виробництва та очікувані властивості нових термостійких нанопористих матеріалів. *Актуальність* таких досліджень визначається перспективою використання поліціануратів як основи для перспективних трекових технологій виготовлення ядерних фільтрів. Фізико-хімічні властивості цих матеріалів суттєво відрізняються від попередніх полімерів, з яких традиційно виготовляють сучасні ядерні фільтри. Для поліціануратів розроблено нову технологію виготовлення мембран, де іонізуючі випромінювання застосовуються в більшості технологічних етапів.

Завдання досліджень та стан проблеми. В основу нової технології покладено досягнення більш високих технічних параметрів (міцності, термостійкості тощо) нових ядерних фільтрів з суттєво нижчими фінансовими та ресурсними витратами. В першу чергу було зроблено акцент на використання більш дешевих іонів для формування треків. З цією метою передбачено використання добре освоєного в експлуатації найдешевшого в користуванні дейтронного циклотрона в режимі генерування альфа-частинок 27 МеВ. А далі, з урахуванням особливостей утворення треків легкими іонами відповідно до вимог ядерних фільтрів, розроблено і технології формування рівномірної структури мікропор. Такий процес прийнято іменувати сенсibilізацією. Фахівцям даної галузі добре відома необхідність старанного виконання цього етапу, від якого власне і залежить успіх у виробництві ядерних трекових мембран. При виборі іншої технології напрацювання треків, об'єктивно мати нову технологію сенсibilізації. До того ж, нові полімерні матеріали мають суттєво інші оптичні та механічні властивості, які принципово не підходять для традиційних технологій сенсibilізації ультрафіолетовим випромінюванням. З аналізу попереднього досвіду встановлено, що подальший прогрес технології сенсibilізації не можливий без використання більш короткохвильового (пікохвильового) випромінювання. А в цьому діапазоні хвиль процеси поглинання енергії випромінювання суттєво відрізняються від звичайних процесів з ультрафіолетом. Пікохвильова сенсibilізація супроводжується низкою складних радіаційно-хімічних перетворень органічної матерії і завжди постає питання про придатність нового плівкового матеріалу для створення ядерних мембран. З цією метою необхідно проводити спеціальні дослідження радіаційної стійкості характеристик вибраних полімерних матеріалів до дії іонізуючих випромінювань.

Такі дослідження розпочато на другому етапі Програми асоційованої європейської лабораторії ІІА. Їхнє виконання пов'язане з вирішенням низки непростих проблем, бо опромінювати доводиться надзвичайно тонкі полімерні плівки великими дозами для радіаційного збудження потрібних хімічних перетворень у твердій фазі органіки.

Постановка експериментів передбачала розробку методики експериментів, яка включає виготовлення піддослідних зразків та формування радіаційних полів. В даному випадку необхідно створити суперпозиції полів γ -випромінювання та електронів. Останні найбільш ефективно передають енергію до матеріалу лише у випадку повного поглинання в матеріалі, але при товщині плівок в десятки мікрон повне поглинання електронів з енергією навіть менше 1 МеВ є проблемою.

Необхідну суперпозицію радіаційного поля було реалізовано у спеціальній конструкції підпучкового обладнання. У ній при опромінюванні зразків електронами утворюється суперпозиція радіаційного поля електронів з гальмівним випромінюванням від підкладки-основи з важких матеріалів, як це наведено на рис. 1.

Результати досліджень. Радіаційна стійкість при дозах до 200 кГр визначалась для композитів, отриманих шляхом *in situ* поліциклотримеризації диціанового естеру бісфенолу Е (ПЦ ДЦБЕ), за присутності диметилфталату (ДМФ), складу ПЦ/ДМФ = 70/30 мас. %. Зміну в хімічній структурі вивчали за допомогою методу ІЧ-спектроскопії спектрометром Tensor 37 фірми Bruker з Фур'є перетворенням (рис. 2).

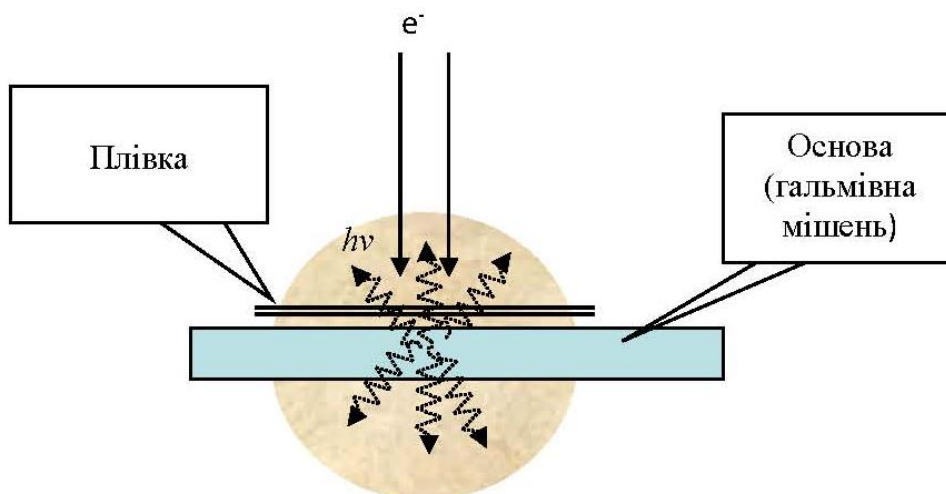


Рис. 1. Схема формування радіаційного поля опромінення тонких зразків поліціануратів.

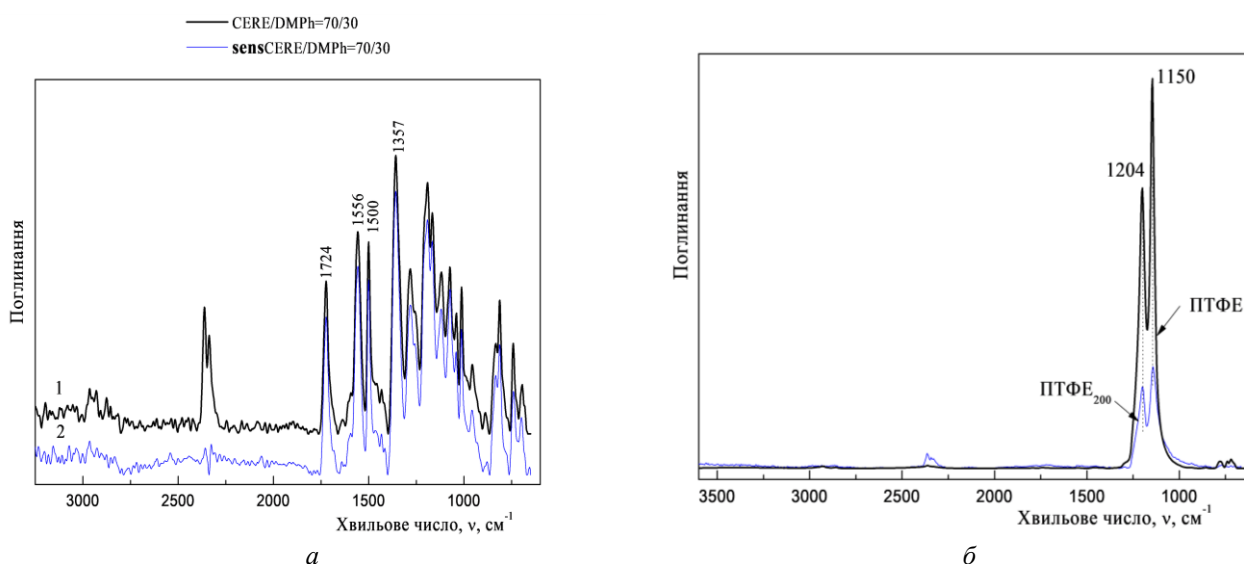


Рис. 2. ІЧ спектри досліджуваних: *а* – вихідного ПЦ/ДМФ (1) і опроміненого (2) ПЦ/ДМФ₂₀₀; *б* – вихідного і опроміненого політетрафторетилену (ПТФЕ).

На рис. 2, *а* наведено ІЧ-спектри вихідного композиту ПЦ/ДМФ (1) та композиту, обробленого γ -випромінюванням з поглинутою дозою 200 кГр – ПЦ/ДМФ₂₀₀ (2). На спектрах обох композитів присутні смуги поглинання із максимумами 1357 cm^{-1} і 1556 cm^{-1} , що відповідають валентним коливанням N–C зв'язків із N–C–O груп та C=N зв'язків із C=N–C поліціануратних циклів ПЦС відповідно. Окрім того, смуга при 1724 cm^{-1} відноситься до валентних коливань C=O-груп ДМФ. Порівняння цих двох спектрів виявило, що опромінення в таких дозах з метою сенсibilізації практично не впливає на хімічну структуру досліджуваних ПЦ/ДМФ композитів. Основні смуги поглинання мало змінюють свою інтенсивність при радіаційній обробці. Для порівняння було досліджено вплив радіації на хімічну структуру зразка політетрафторетилену (ПТФЕ) – одного з традиційних матеріалів для виробництва ядерних мембран. На рис. 2, *б* наведено ІЧ-спектри вихідного ПТФЕ і ПТФЕ₂₀₀ (опроміненого дозою 200 кГр). Видно, що після опромінення різко падає інтенсивність піків 1204 і 1150 cm^{-1} , що відповідають симетричним і асиметричним CF₂ і C–C валентним коливанням. Причиною є радіаційно-стимульоване руйнування хімічних зв'язків у ПТФЕ з розривом полімерних ланцюгів.

Висновки. Експериментально доведено, що вибрана для нових технологій ядерних мембран сенсibilізація фотонами гальмівного випромінювання є виправданою і не приводить до небажаних змін в структурі плівок з поліціануратів.

ІМІТАЦІЯ УРАЖУЮЧИХ ФАКТОРІВ ЯДЕРНОГО ВПЛИВУ

Т. В. Ковалінська, Ю. В. Іванов, В. І. Сахно

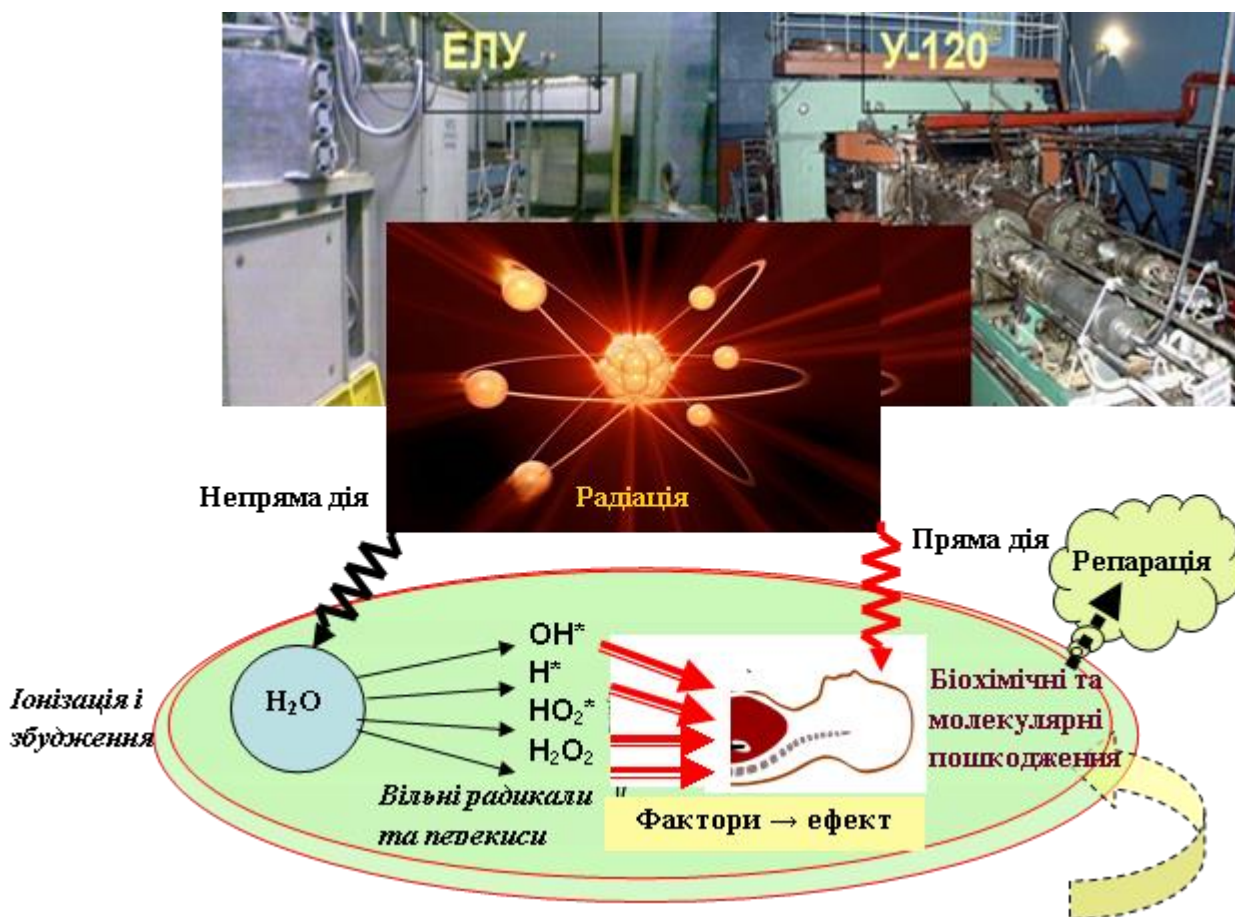
Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Метою розпочатого етапу модернізації радіаційного комплексу ІЯД НАН України (ІЯД) є створення технічної бази імітації уражуючих факторів ядерної енергії для пошуку ефективних методів протидії шкідливим впливам ядерної енергії на населення та довіклля в різноманітних конфліктах і техногенних інцидентах[1 - 7].

Досліджено перелік і значимість уражуючих факторів при різних технологіях використання ядерної енергії, їхні особливості та відомі зараз методики компенсації. При попередньому аналізі було встановлено суттєве відставання вітчизняної економіки від світового рівня обсягів військового і промислового використання ядерних знань. Причина цього – відсутність в профільних науково-дослідних і проектних організаціях ядерної і радіаційної техніки для таких робіт.

Для визначення шляхів подолання проблеми технічного відставання і для розробки технічних вимог до такої техніки було досліджено механізми передачі ядерної енергії живій матерії. Встановлено основні процеси дії радіації на живу матерію, які формують уражуючі ефекти ядерної енергії.

На рисунку показано шляхи негативної дії ядерної енергії при найважчому випадку – при застосуванні ядерної зброї, також електрофізичні установки ІЯД на яких їх можна імітувати.



Основні фактори негативного впливу ядерної енергії при військовому застосуванні і планові шляхи використання техніки ІЯД для їхньої імітації в дослідницьких цілях.

Експериментально встановлено, що ядерна енергія передається шляхом модифікації структури атомів опромінюваного об'єкта і нагромаджується у вигляді численних продуктів радіолізу води, які формують більшу частку уражуючих факторів в момент їхньої дії і у віддалені періоди. Встановлено, що також значимими, але поки що не дослідженими уражуючими факторами є гідратовані електрони, короткоживучі фракції іонізації атмосфери, та енергія від розрядки збуджених станів атомів і молекул.

Встановлено науково-обґрунтовані напрямки досліджень, які необхідно буде здійснювати на імітаторах і технічні вимоги до радіаційної техніки їхнього здійснення. Проаналізовано перспективні шляхи утворення необхідної експериментальної бази. Основний результат – доведена доцільність здійснювати необхідні дослідження за допомогою електрофізичних, екологічно безпечних радіаційних установок.

Для реалізації експериментального комплексу імітаторів проаналізовано і обґрунтовано доцільність використання наявної ядерно-фізичної техніки ІЯД. Визначено перелік ядерно-фізичних установок, придатних для використання в проекті багатоцільового комплексу колективного користування, де в обмежених об'ємах експериментальних приміщень з потужним протирадіаційним захистом будуть відтворювати (імітувати) уражуючі фактори від різних чинників ядерних випромінювань. З цією метою проведено аналіз технічних параметрів доступної техніки.

Встановлено обсяги модернізації. Розроблено необхідні для цього технічні засоби. Здійснено розрахунки найбільш важливих процесів утворення необхідних дослідникам радіаційних полів. На цій основі розроблена технологія та засоби для поетапної реалізації проекту з поступовим залученням необхідної радіаційної техніки. І на кожному етапі передбачено отримання конкретних експериментальних можливостей.

На першому етапі запланована й обґрунтована глибока модернізація і подальше удосконалення структури і техніки радіаційної установки ІЯД. Мета цих заходів – організація досліджень з бета- та γ -променями, електронами (окремо та з їхніми суперпозиціями), а також з різними продуктами радіолізу води і повітря. На другому етапі – організація досліджень з нейтронами та іонами.

Виконання вже першого етапу проекту відкриває перспективу дослідження шляхів компенсації побічних наслідків ядерної медицини в онкології, хірургії, аварій в ядерній енергетиці тощо, неминучих в мирний час.

Потужна ядерно-фізична техніка наукового призначення для досліджень фундаментальних ядерних процесів, що є в ІЯД НАН України, а також наявність вже готових приміщень з протирадіаційним захистом є надійною основою для успішного виконання проекту і організації численних актуальних напрямків вітчизняної прикладної науки. Це виключає необхідність великих фінансових витрат і підключає до практичного використання широким науковим загалом України унікальний комплекс ядерної техніки, яка вже є в ІЯД і в яку вкладено надзвичайно великі кошти.

1. Действие ионизирующей радиации на организм человека: Отчет о поражении жителей Маршалловых островов и американцев, случайно подвергшихся воздействию радиоактивных осадков, и описание лучевого поражения человека. Под ред. А.В. Козловой. Пер. с англ. (Москва, Медгиз, 1960) 150 с.
2. А.В. Козлова Последствия взрывов атомных бомб в Хиросиме и Нагасаки и водородной бомбы в Бикини: Отчет об Интерн. конференции в Токио 1955 г., посвящ. последствиям взрывов атомной и водородной бомб (Москва, Медгиз, 1957) 168 с.
3. А.К. Гуськова, Э.М. Садчикова. 30-летнее изучение лиц, подвергшихся атомной бомбардировке в Хиросиме и Нагасаки. Медицинская радиология 8 (1977) 69.
4. Neutron bomb survival chart Don Hinrichsen, Stockholm. New Scientist 79(1114) (1978) 325.
5. Действие ядерного оружия. Пер. с англ. Под ред. П.С. Дмитриева. 2-е изд. (Москва, Воениздат, 1965) 679 с.
6. Действие атомной бомбы в Японии: Отчет медицинской комиссии по изучению пострадавших от атомных взрывов в Хиросиме и Нагасаки. Под ред. Э. Отерсона и Ш. Уоррена. Пер. с англ. С.А. Симкиной (Москва, Медгиз, 1960) 418 с.
7. Col. R. Zajtchuk. Medical consequences of nuclear warfare. Textbooks of Military Medicine. Ed. By T. Jan Cerveny. Part 1 (1989) 287 p.

ЕФЕКТИ ВПЛИВУ ВИПРОМІНЮВАННЯ НАДНИЗЬКОЇ ІНТЕНСИВНОСТІ НА КВАНТОВІ КОГЕРЕНТНІ СИСТЕМИ

Л. С. Марценюк

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Когерентні системи кардинально відрізняються від некогерентних. Найбільш істотною відмінністю є те, що ряд процесів, які мають місце в когерентних системах, не відтворюються при переході до некогерентного стану. До таких явищ відносяться ефекти дії наднизької інтенсивності, які для когерентних систем можуть приводити до досить сильного сигналу відповіді.

Для подальшого опису процесів в когерентних системах було використано визначення когерентності, представлене ще В. Нерстом у 1916 р.

В. Нерст висловив припущення, що квантові флуктуації елементарних компонентів фізичних систем можуть бути настроєні синхронно, приводячи до виникнення *колективних, з єдиною фазою* осциляцій. Осциляції багатьох компонентів при цьому відбувається в унісон. Частинки поведуться як *єдине ціле*, внаслідок чого відбувається втрата їхньої індивідуальності.

Динамічний режим, відповідний такій можливості, названий *когерентністю* і дійсно виявляється в надтекучому гелії, кристалах, магнітах, напівпровідниках і ін. системах, де виникає подібна картина впорядкованості.

В. Нерст визначив стан квантової системи макросистеми як когерентний, якщо він характеризується такою величиною, як фаза.

Квантове поле характеризується амплітудою ψ_0 , квадрат якої пропорційний числу квантів, і фазою φ :

$$\psi = \psi_0 e^{i\varphi} = a\sqrt{N}e^{i\varphi}. \quad (1)$$

У даному випадку водної системи N – число молекул у виділеному об'ємі.

Слід відзначити три важливі чинники при характеристиці квантових когерентних систем. Перші два чинники характеризують біологічні і небіологічні системи. Третій чинник відноситься тільки до живих організмів.

1. Характер деяких процесів в когерентних квантових макросистемах має істотні відмінності від некогерентних. Наприклад, для цих систем можливі явища надвипромінювання (ефект Діке) прояви ефекту Джозефсона і ін.

Відповідно до принципу Діке, випромінювання в когерентних квантових системах є *колективним* процесом і інтенсивність випромінювання в максимумі пропорційна квадрату числа частинок, тобто $\sim N^2$, а не числу частинок N , як в некогерентних середовищах.

Можуть також виникати явища екранування і інші квантові ефекти, характерні тільки для когерентних систем, що істотно знижують фактор впливу потенційного бар'єру, який перешкоджає зближенню частинок на відстані, на котрих може починатися ядерна реакція.

2. Управління процесами в когерентних квантових системах можливо на дуже глибокому рівні, де не задіяні процеси, пов'язані з перенесенням енергії. Таке управління може здійснюватися тільки через векторний магнітний потенціал.

3. Для біологічних систем, окрім згаданих особливостей існує ще один чинник, по якому живе кардинально відрізняється від неживого: наявність когерентного біологічного поля. Найбільш істотний внесок в дослідження біологічного поля вніс А. Гурвич [14] і ці дослідження істотно були доповнені видатними дослідниками Л. Монтаньє, Ф.-А. Поппом, П. Гаряєвим, Е. Дель Джудіче та іншими.

Фізичні механізми ефекту низьких доз добре розкриваються при розгляді ефекту М. Жадіна [1], відкритого в 1998 р. в інтерпретації Е. Дель Джудіче.

М. Жадін із співробітниками досліджував проходження струму в слабкому розчині глутамінової кислоти, а також деяких інших водних розчинах в паралельних полях: постійному (близькому за величиною до поля Землі) і слабкому змінному магнітному полі.

Установка, на якій проводилися дослідження, екранувалася від зовнішнього магнітного поля.

Схему установки представлено на рисунку.

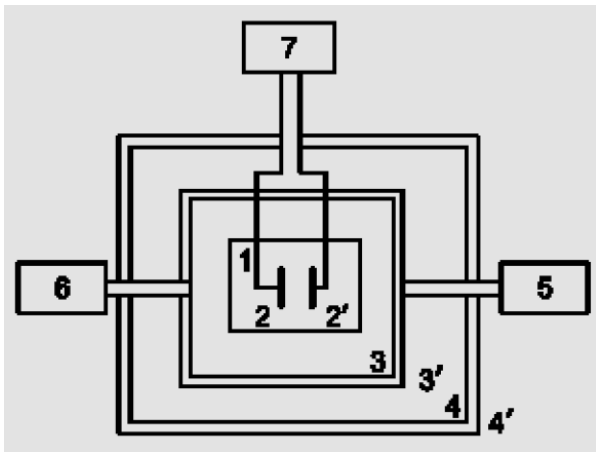


Схема експериментальної установки.
 1 - кювета з розчином, 2 - електроди, 3- котушки соленоїда, 4 - магнітний екран з пермалою, що екранує магнітне поле Землі, 5 - джерела напруги, 6 - генератор синусоїдальних хвиль, 7 - вимірювальний блок: стабілізатор напруги, вимірник, що записує пристрій.

В експерименті вимірювався слабкий електричний струм, пропущений через розчин, для чого використовувалися два електроди 2, 2¹ між якими створювалася різниця потенціалів 80 mV.

Величина постійного магнітного поля становила 0,04 mT, а змінного магнітного поля 25 nT (тобто приблизно в 1000 разів менше, ніж постійного магнітного поля).

Відповідно до нової теорії води, створеною Дж. Препарата [2], вода має в своєму складі когерентні домени (КД), об'ємна частка яких у воді становить за нормальних умов близько 40 %. Когерентні домени могли розташовуватися на поверхні електродів, які стабілізували їхню динаміку. Розчинені молекули кислоти можуть притягуватися до поверхні КД під дією пондеромоторних сил і здійснювати обертання навколо КД по циклотронних орбітах.

Включення паралельних статичного і альтернативного магнітного поля викликає різку зміну струму, який тече через водний розчин глютамінової кислоти, коли частота альтернативного магнітного поля стає рівній циклотронній частоті; що відбувається внаслідок явищ екстракції іонів з циклотронних орбіт. Величина піка становить 20 - 30 % фоновому постійному струму. М. Жадін відзначав, що виявлений пік був дуже вузьким і спостерігався тільки при дуже слабкому альтернативному магнітному полі (0,02 mT – 0,08 mT), що коливається з дуже низькою частотою (1 Hz - 10 Hz).

Подальші експерименти показали, що навіть без внесення електродів в розчин глютамінової кислоти ефект також фіксується, чому сам Е. Дель Джудіче не дав пояснення [1].

У даній роботі висунуто і обґрунтовується припущення, що в самому розчині можуть сформуватися наноструктурні неоднорідності – асоціати, на яких, як і на поверхнях електродів, можуть конденсуватися КД, взаємодія між якими може приводити до виникнення суперкогерентності між КД. У такому разі процеси екстракції домішкових іонів з циклотронних орбіт КД відбуваються синхронно по всьому об'єму розчину, і виникає ефект, аналогічний ефекту Діке. Цим може пояснюватися той факт, що надмале змінне поле може викликати значний викид носіїв струму в дуже вузькому діапазоні частот альтернативного змінного магнітного поля при наднизькому рівні його дії.

Асоціати деяких розчинів високого розведення можуть бути виділені і осаджені на тверду поверхню [3]. Як виявилось, вони відіграють визначальну роль в передачі польових характеристик молекул такого розчину, який містить фрагменти і самі молекули РНК-вірусу, у водні середовища; зокрема, і в середовища біо-об'єктів, і там відтворювати їх, що експериментально довів Л. Монтенє.

Сам М. Жадін допускав, що в живих структурах можуть відбуватися явища, аналогічні відкритому ним ефекту для водних розчинів, і що вони можуть бути відповідальні за виникнення трансмутаційних ефектів ядерних структур біосистем, аналогічно процесам, описаним Л. Кервраном [4].

1. L. Giuliani et al. Action of combined magnetic fields on aqueous solution of glutamic acid: the further development of investigations. *BioMagnetic Research and Technology* 6(1) (2008) 1.
2. G. Preparata. *QED, Coherence in Matter* (Singapore, World Scientific, 1995) 236 p.
3. А.І. Коновалов, І.С. Рижкіна. Утворення наноасоціатів – ключ до розуміння фізико-хімічних і біологічних властивостей високорозбавлених водних розчинів. *Вісті Академії наук. Сер. хім.* № 1. 2014. 14 с.
4. L. Kervran. The proofs in biology of transmutation at weak energies. Part 1-2. *Journal of the Formed Directions of Science* 5(17-18) (2017) 102. (Rus)

ОСОБЛИВОСТІ ФІЗИЧНИХ ВЛАСТИВОСТЕЙ ОПТИЧНО-АКТИВНИХ КРИСТАЛІВ ZnP₂, CdP₂, ZnGeP₂. ВПЛИВ ЕЛЕКТРОННОГО ОПРОМІНЕННЯ

**І. М. Матіюк¹, Р. М. Вернидуб², О. І. Кириленко², О. В. Конорева³,
П. Г. Литовченко³, О. І. Радкевич⁴, В. П. Тартачник³**

¹ Інститут фізики напівпровідників ім. В. Є. Лашкарьова НАН України, Київ, Україна

² Національний педагогічний університет імені М. П. Драгоманова, Київ, Україна

³ Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

⁴ ДП «Науково-дослідний інститут мікроприладів»

НТК «Інститут монокристалів» НАН України, Київ, Україна

Дифосфід цинку і дифосфід кадмію – нецентросиметричні кристали групи $A^{II}B_2^V$, маючи складну ґратку, великий показник заломлення n , будучи оптично-активними, можуть використовуватись у нелінійній оптиці в ролі помножувачів частот, перетворювачів ІЧ-випромінювання у видиме, змішувачів частот; на основі ZnP₂ виготовлені і працюють діоди Шотткі та гетеропереходи.

Гіротропні властивості ZnP₂ і CdP₂ проявляються у обертанні площини поляризації світлової хвилі, круговому дихроїзмі, еліптичному подвійному променезаломленні тощо.

Серед інших оптично-активних речовин їх вирізняє велика постійна обертання. Якщо у кварці вона становить 21 град/мм, то у ZnP₂ – це 350 град/мм, у CdP₂ – 640 град/мм. Із 20 відомих неорганічних гіротропних об'єктів лише 4 у видимій області володіють дисперсією природної оптичної активності, близькою до ZnP₂.

Міжзонний ефект Фарадея в ZnP₂ є лінійною функцією індукції магнітного поля – до 220кГс для $\lambda = 632,8$ нм, що відрізняє його від Ge, де $\theta(B)$ насичується при значно менших полях. Спектр біля-крайового поглинання дифосфіду цинку містить дві групи ліній. При $E \perp C$ крайова лінія $h\nu = 1,547$ еВ; при $E \parallel C$ виникає ще одна серія. Між відповідними лініями двох серій спостерігається кореляція. Характер спектра нагадує систему екситонних ліній у GaP, легованому нітрогеном [1].

Опромінення кристалів ZnP₂ електронами з $E = 14$ МеВ ($\Phi = 10^{17}$ см⁻²) супроводжується зростанням густини станів у забороненій зоні. В області 1,55 – 2,05 еВ спостерігається монотонне зростання коефіцієнта поглинання, на фоні якого виділяється селективна смуга $h\nu = 1,74$ еВ. Підвищена термостабільність порушення структури радіаційного походження, відповідального за виникнення смуги, свідчить про складність будови центра. Ним може бути як комплекс радіаційного дефекту з домішкою, так і порушення антиструктурного типу.

Відновлення форми краю поглинання і зникнення смуги $h\nu = 1,74$ еВ відбувається після відпалу при 400 °С, причому, у порівнянні зі спектром вихідного кристала, край фундаментального поглинання стає виразнішим, пропускання в зоні домішкового поглинання – зростає, що свідчить про часткове руйнування дефектів технологічного пошкодження внаслідок радіаційно-термічної обробки.

Введення радіаційних дефектів супроводжується також перерозподілом інтенсивностей окремих ліній спектра двофононного поглинання і виникнення нових частот. Деструктивний вплив радіації в основному стосується частот, властивих коливанням фосфорних квазімолекул, відтак приходимо до висновку, що фосфорні ланцюжки у ZnP₂ – найчутливіші до дії радіації.

Особливості дифосфіду кадмію – існування фосфорних квазімолекул, слабкозв'язаних із атомами металу. Іони кадмію у такій системі знаходяться у слабкому періодичному потенціалі фосфорної підґратки, що створює умови для ступінчатого упорядкування у структурі координаційних тетраедрів.

Опромінення електронами з $E = 14$ МеВ дифосфіду кадмію, як і у випадку ZnP₂, призводить до початкової деформації краю оптичного поглинання внаслідок впливу хвостів густини станів – при малих дозах, і до повного його зникнення – при великих ($\Phi = 1,2 \cdot 10^{18}$ см⁻²). Відновлення у результаті ізохронного відпалу – також безстадійне, характерне для кристалів з великою концентрацією дефектів різних видів.

Алмазоподібні халькопїрити $A^{II}B^{IV}C_2^V$ – близькі аналоги елементарних напівпровідників Ge та Si, а також бінарних $A^{III}B^V$. Ґратка $A^{II}B^{IV}C_2^V$ може бути одержана із сполук $A^{III}B^V$ заміною двох атомів третьої групи атомами другої і, відповідно, атомів п'ятої – атомами четвертої групи. Впорядковане розташування компонент у металевій підґратці зумовлює перехід від кубічної структури $A^{III}B^V$ до тетрагональної $A^{II}B^{IV}C_2^V$.

Дифосфід цинку-германію – нецентросиметричний кристал із усіма ознаками нелінійності оптичних характеристик; його нелінійна сприйнятність становить 35 - 75 мкм/В, що приблизно у 160 разів

перевищує цю величину для бінарних ZnP_2 та CdP_2 . Висока оптична прозорість в області 0,74 - 12 мкм, значний поріг оптичного пошкодження (50 МВт/см^2 на довжині хвилі $\lambda = 2,09 \text{ мкм}$ і 150 МВт/см^2 , $\lambda = 2,96 \text{ мкм}$) в умовах дії потужних лазерних полів роблять $ZnGeP_2$ незамінним у ролі перетворювачів частот середнього та ІЧ-діапазону, пристроїв пригнічення систем наведення самокерованих засобів враження повітряних цілей, прецизійних хірургічних інструментів-лазерів.

У параметричних генераторах випромінювання діапазону $\lambda = 3,5 - 8 \text{ мкм}$ потужність може сягати 40 Вт при коефіцієнті перетворення 50 %. Перспективним є також створення на основі $ZnGeP_2$ випромінювача терагерцової частоти.

Окрім згаданих особливостей, основними перевагами $ZnGeP_2$ порівняно з іншими оптично-активними матеріалами є широка область передачі, хороші механічні і фізичні параметри, серед яких важливе місце займає висока теплопровідність. Значна механічна міцність дає змогу використовувати його в умовах підвищених рівнів вібрацій та наявності впливу агресивних середовищ.

Потрійні сполуки $A^{II}B^{IV}C_2^V$ зі структурою халькопірита можуть використовуватись також у ролі активних перетворювачів сонячної енергії в електричну; бути аналогами феритів при відповідному легуванні.

Головною проблемою $ZnGeP_2$ є неоднорідності складу, котрі можуть сягати 1 - 50 мкм і зумовлювати розкид оптичних параметрів [2]. Широке застосування $ZnGeP_2$ стримується додатковим оптичним поглинанням у межах 0,65 - 2,5 мкм. Автори роботи [3] пов'язують його з точковими дефектами типу V_{Zn} чи Ge_{Zn} . Результати, одержані на кристалах $ZnGeP_2$ опромінених електронами ($E_{ел} = 2 \text{ МеВ}$), дали змогу зробити припущення, що основний вплив на поглинання створюють V_{Zn} .

Водночас у роботі [3] показано, що при опроміненні електронами такої ж енергії та наступному відпалі коефіцієнт поглинання в області 0,6 - 2 мкм зменшується.

Питання впливу радіації на оптичні характеристики зразків $ZnGeP_2$ залишається невизначеним. Додаткової інформації щодо дії опромінення на оптичне поглинання саме у цього напівпровідника у літературі не знайдено.

Результати виконаної нами роботи свідчать, що рівень впливу хвостів густини станів, сформованих радіаційними дефектами, на білякрайове поглинання опроміненого $ZnGeP_2$ принаймні не менший, ніж у його аналога з групи $A^{III}B^V - GaP$ [4]. Якщо у вихідному кристалі, незважаючи на наявність неоднорідностей, положення краю фундаментального поглинання ще можна оцінити ($h\nu = 1,91 \text{ еВ}$), то в опроміненому електронами ($E = 14 \text{ МеВ}$, $\Phi = 1,2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$), його виявити не вдалося – вимірювання великих значень коефіцієнта α вимагають використання зверхтонких зразків.

Відновлення оптичного пропускання у процесі ізохронного відпалу протікає безстадійно, що є наслідком як великої концентрації введених радіацією пошкоджень, так і їхньої активної взаємодії з вихідними порушеннями структури, коли число видів дефектів стає значно різноманітнішим.

1. В.В. Соболев и др. Письма в ЖЭТФ 34(3) (1981) 115.
2. А.И. Грибенюков и др. Квантовая электроника 48(5) (2018) 491.
3. В.Г. Воеводин и др. Вестник Томского государственного университета. Физика 285 (2005) 63.
4. Е.Ю. Брайловский и др. УФЖ 26(6) (1981) 973.

ДОСЛІДЖЕННЯ ВПЛИВУ РАДІАЦІЙНО-ЗМІЩЕНИХ АТОМІВ НА ДОЗИМЕТРИЧНІ ХАРАКТЕРИСТИКИ ДГТ-4

І. Г. Мегела, В. Т. Маслюк, Т. О. Вієру-Васіліца, О. М. Поп

Інститут електронної фізики НАН України, Ужгород, Україна

У термолюмінесцентних датчиках для вимірювання дози використовується ефект створення нерівноважних носіїв заряду іонізуючим випромінюванням, які частково захоплюються на пастках. Після опромінення проводиться нагрівання зразків, внаслідок чого захоплені носії вивільняються є пасток і потрапляють на центри випромінюваної рекомбінації і при цьому здійснюються вимірювання інтенсивності випромінювання, яке вважається пропорційне поглинутій дозі. Зазвичай процес пружного розсіювання на атомах ґратки бомбардуєчих частинок приводить до утворення радіаційних дефектів типу зміщених атомів. У загальному випадку вони можуть бути як центрами безвипромінювальної рекомбінації, які зменшують вихід випромінювання, так і додатковими пастками або центрами випромінювання, що збільшує вихід випромінювання.

У даній роботі, з метою вивчення ролі радіаційних дефектів в термолюмінесцентній (ТСЛ) дозиметрії, проведено опромінення стандартних дозиметрів ДГТ-4 прискореними електронами з енергією 10 МеВ. Опромінення здійснювалась аналогічно методиці опромінення онкохворих [1]. Виведений з мікротрона, через вихідне вікно з титанової фольги, пучок розсіювався на танталовій фользі та формувався коліматором. Величина та неоднорідність сформованого поля вимірювалась абсолютним циліндром Фарадея з каліброваним входним отвором, та не перевищувала 0,5 % на місці встановлення зразка. Циліндром Фарадея здійснювалось калібрування прохідного напівпрозорого монітора вторинної емісії, яким визначався заданий флюенс електронів. Очевидно, що опромінення електронами супроводжувалось невід'ємним гальмівним гамма-випромінюванням, тобто опромінення електронами фактично є опроміненням змішаним електронно-гамма пучком. Щоб визначити вплив гальмівного гамма-випромінювання окремо проводилося опромінення тільки ним, з якого генеруючі його електрони вилучалися поглинанням алюмінієм товщиною 30 мм, аналогічно методиці використаній нами [2, 3].

В опромінених зразках проведено вимірювання виходу фосфоресценції та ТСЛ залежно від дози опромінення. Методика вимірів термолюмінесценції описана в роботі [2, 3]. Криві термолюмінесценції одержувались в результаті лінійного нагріву досліджуваних зразків зі швидкістю 0,5 °С/с до значень максимальної температури в 300 °С. Вимірювання фосфоресценції проводились, починаючи з першої хвилини після опромінення, а вихід термолюмінесценції вимірювався після зменшення фосфоресценції до практично нульової величини.

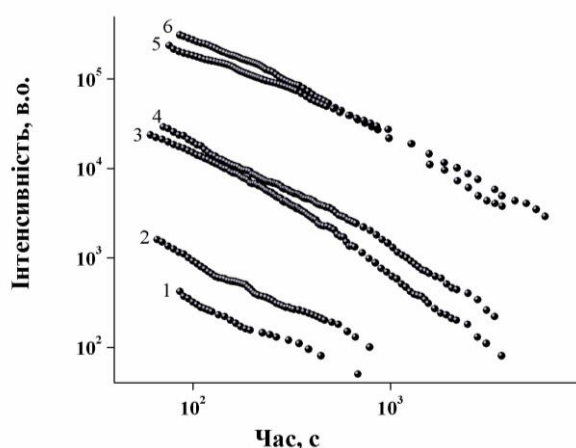


Рис. 1. Кінетика спаду фосфоресценції залежно від умов опромінення: 1, 2 – опромінення гальмівними гамма-квантами: 1 – $\Phi = 10^{11}$ ел./см²; 2 – $\Phi = 10^{12}$ ел./см²; 3 - 6 – опромінення змішаним полем: 3 – $\Phi = 10^{11}$ ел./см², $\Phi/t = 3 \cdot 10^9$ ел./см²·с; 4 – $\Phi = 5 \cdot 10^{11}$ ел./см², $\Phi/t = 3 \cdot 10^9$ ел./см²·с; 5 – $\Phi = 10^{12}$ ел./см², $\Phi/t = 5,7 \cdot 10^{10}$ ел./см²·с; 6 – $\Phi = 10^{13}$ ел./см², $\Phi/t = 5,7 \cdot 10^{10}$ ел./см²·с.

Встановлено, що, як і в кристалах Li₂B₄O₇ [4], дозиметрах NCP [3], Al₂O₃ [2], в результаті опромінення дозиметрів ДГТ-4 високо інтенсивними електронними та гамма-пучками виникає довготривала фосфоресценція. Її основні закономірності такі: залежність виходу фосфоресценції як від флюенса, так і від інтенсивності опромінення; при цьому для кожного значення інтенсивності спостерігається насичення виходу фосфоресценції. Так, для інтенсивності опромінення $3 \cdot 10^9$ ел./см²·с спостерігається насичення виходу фосфоресценції при флюенсах більше 10^{11} ел./см², а при інтенсивності $5,7 \cdot 10^{10}$ ел./см²·с – при флюенсах більше $10^{12} - 10^{13}$ ел./см² (рис. 1). На рисунку показано також, для порівняння, вихід фосфоресценції в зразках опромінених гальмівним випромінюванням залежно від флюенса електронів, які їх створили.

Як видно з наведених даних, вихід фосфоресценції, у цьому випадку, значно менший. Ці

закономірності вказують, що в досліджених кристалах крім пасток, які відповідають за термолюмінесценцію, існують також мілкі пастки, вихід захоплених носіїв з них проходить уже в процесі опромінення. Очевидно, що при великих інтенсивностях опромінення швидкість захоплення пастками носіїв більша за швидкість їхнього вивільнення. Коли швидкість захоплення дорівнює швидкості вивільнення тоді спостерігається насичення виходу фосфоресценції від флюенса. Менший вихід фосфоресценції при гамма-опроміненні пояснюється, в першу чергу, меншою інтенсивністю іонізації.

Як встановлено в результаті вимірювань при опроміненні змішаними електронно-гамма полями та гальмівним випромінюванням спостерігаються типові криві ТСЛ для зразків ДГТ-4, в яких основним дозиметричним піком є пік при 225 °С. Площа піка, або величина максимального виходу пропорційна поглинутій дозі.

На рис. 2 показано залежність виходу ТСЛ від флюенса електронів для двох випадків опромінення: змішаного електронно-гамма поля (крива 1) та виділеного гальмівного гамма-поля (крива 2). Як видно з рисунка, на початку опромінення внесок гальмівного опромінювання у формуванні відклику ТСЛ суттєво менший, ніж внесок змішаного опромінення. Починаючи з флюенсів більше $1 \cdot 10^{13}$, внесок гальмівного опромінення, який є тільки частиною змішаного, стає більшим за рахунок того, що вихід ТСЛ зменшується при збільшенні флюенса. В той час як внесок гальмівного опромінення продовжує зростати.

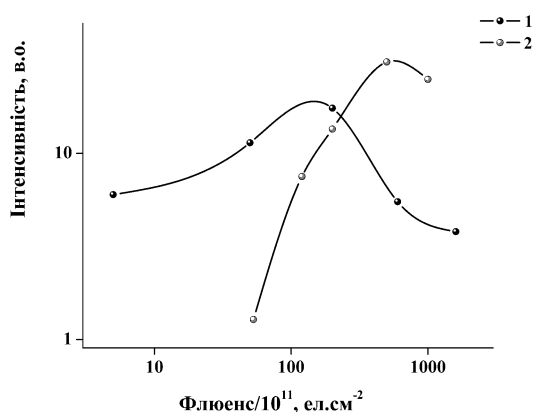


Рис. 2. Вихід ТСЛ від флюенса електронів: 1 – опромінення змішаним електронно-гамма полем; 2 – опромінення виділеним гальмівним гамма-полем.

Одержані результати можна пояснити утворенням більшого числа радіаційних дефектів типу зміщених атомів при змішаному опроміненні. Дійсно, при електронному опроміненні у порівнянні з гамма-опроміненням дефекти утворюються в результаті пружного розсіювання релятивістських електронів на атомах, в той час як при гамма-опроміненні зміщені атоми можуть утворюватися тільки вторинними електронами, які виникають при Комптон-ефекті, фотоефекті та при утворенні електронно-позитронних пар. Очевидно, із одержаних результатів випливає, що радіаційні дефекти є переважно центрами безвипромінювальної рекомбінації, що зменшує вихід ТСЛ.

1. В.П. Ковалев и др. Устройство для формирования равномерных дозных полей с максимальным коэффициентом использования электронов. Медицинская радиология 12 (1974) 47.
2. V.T. Maslyuk et al. Specific features of the influence of high-energy electron beams on the luminescent properties of undoped and Nb, Fe-doped Al_2O_3 crystals. Radiat. Prot. Dosim. 162 (2014) 34.
3. V.T. Maslyuk et al. Luminescent properties of LiF:Mg,Cu,P detectors irradiated by the 10-MeV electrons. Radiation Effects & Defects in Solids 172(9-10) (2017) 782.
4. V. Maslyuk. On the Possibility of the Use of the Long-Term Phosphorescence of the $Li_2B_4O_7:Cu$ and $Li_2B_4O_7:Mn$ Crystals for the High-Current Electron Beam Dosimetry. Proc. of the Second Intern. Conf. on Radiation and Dosimetry in Various Fields of Research (RAD 2014) (Niš, Serbia: Nais Print, 2014) p. 215.

ДЕЯКІ ОСОБЛИВОСТІ ФОРМУВАННЯ ІМПУЛЬСІВ КОНЦЕНТРАЦІЇ ЕКСИТОНІВ У ПОДВІЙНИХ КВАНТОВИХ ЯМАХ ПРИ ВЕЛИКИХ НАКАЧКАХ

В. В. Михайловський, В. Й. Сугаков

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Острівці з великою густиною екситонів і їхні різноманітні структури були виявлені [1, 2] в подвійних квантових ямах при великій накачуванні при різних умовах. Динаміці виникнення таких структур присвячена тільки мала частина робіт, хоча такі дослідження можуть знайти застосування, наприклад, в оптоелектроніці. У цій роботі ми розглянемо генерацію імпульсів концентрації екситонів у більш широкому, ніж у роботах [3, 4], діапазоні значень накачування. Нами використаний підхід, який часто використовується для опису експериментів, що стосуються просторового розподілу густини екситонів. У рамках цього підходу передбачається, що конденсована фаза екситонів виникає як результат притягання між екситонами, яке призводить до появи метастабільного стану в деякій області екситонної густини. Взаємодія, відповідальна за це тяжіння, вводиться в вираз для вільної енергії екситона феноменологічно. У роботі показано, як змінюючи інтенсивність збудження в одній частині квантової ями можна управляти періодом імпульсів в іншій, набагато більшій області.

1. L.V. Butov, A.C. Gossard, D.S. Chemla. Microscopically ordered state in an exciton system. Nature 418 (2002) 751.
2. A.V. Gorbunov, V.B. Timofeev. Collective state in a Bose gas of interacting interwell excitons. JETP Lett. 83 (2006) 146.
3. V. Mykhaylovskyy, V. Sugakov, I. Goliney. Journal of Nanophotonics 10(3) (2016) 033504.
4. V. Mykhaylovskyy, V. Sugakov. Ukr. J. Phys. 63 (2018) 396.

МОЖЛИВОСТІ ЗБІЛЬШЕННЯ ЧАСУ ЖИТТЯ НЕРІВНОВАЖНИХ СТАНІВ

В. В. Рязанов

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Вводиться розподіл, що містить термодинамічний параметр часу життя. Операції з середнім значенням логарифма цього розподілу, нерівноважної ентропії, дають можливість отримати термодинамічні співвідношення, які містять час життя статистичної системи. Різниця між рівноважною і нерівноважною ентропіями пов'язана з потоками в системі. Ця зміна ентропії виражається через термодинамічний параметр нерівноважності, пов'язаний з часом життя. Статистична сума, вільна енергія, внутрішня енергія поділяються на рівноважну і нерівноважну частини. Нерівноважні частини виражаються через перетворення Лапласа розподілу часу життя. Можливості збільшення часу життя залежать від поведінки цього розподілу. Так, для показового розподілу часу життя і випадку, коли рівноважна ентропія більше нерівноважної, середній час життя не збільшується для одного стаціонарного нерівноважного стану і для ансамблю стаціонарних нерівноважних станів. Така поведінка показового розподілу пояснюється тим, що це граничний розподіл, в межах нескінченно великих часів. А ми розглядаємо скінчені часи життя. Для систем, час життя яких описується розподілами Вейбулла, Гомперца і іншими, існують можливості збільшення часу життя. Можливості для опису росту середнього часу життя надає також стохастична теорія черг. Загальні результати для розподілів, отриманих за допомогою методу максимуму ентропії, також дають змогу проводити опис збільшення часу життя.

АВТОКОЛИВАННЯ В РАДІАЦІЙНІЙ ФІЗИЦІ. КРИСТАЛІЧНИЙ МЕТАН ОПРОМІНЮВАНИЙ ЕЛЕКТРОНАМИ

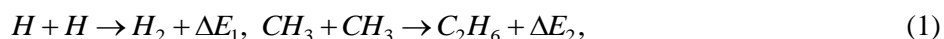
В. Й. Сугаков

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Автоколивання – виникнення періодичної залежності від часу фізичних величин в стаціонарних умовах – є поширеним явищем в природі. В радіаційній фізиці утворюються при певних умовах термомоніцентраційні автоколивання, пов'язані з накопиченням дефектів і енергії при опроміненні кристала високоенергетичними частинками. Звільнення енергії накопиченої дефектами може відбуватися залежно від величини енергії і параметрів кристала або поступово при нагріванні системи (відпалі) або спонтанно внаслідок виникнення нестабільності, яка може привести до підвищення температури настільки великого, що кристал руйнується або до виникнення періодичних коливань температури і концентрації дефектів [1, 2].

У роботі досліджуються автоколивання в кристалічному метані. Метан в твердому стані (температура нижче плавлення 90К) використовується як уповільнювач нейтронів [1] і є об'єктом досліджень в космології [2]. У метані вперше спостерігались і аналізувались автоколивання при опроміненні нейтронами [1]. У роботі [4] автори виявили і дослідили два типи автоколивань при опроміненні електронами з енергією порядку (1 - 3) еВ при низьких температурах порядку 4К. Теоретичне дослідження утворення автоколивань в метані під опроміненням виконано в даній роботі.

При опроміненні кристала метану молекули метану CH_4 розпадаються на різні радикали, серед яких найважливішими для пояснення автоколивань є радикал CH_3 і водень H . Зустрічаючись між собою ці радикали реагують з виділенням енергії



де $\Delta E_1 = 218$ кДж/моль, $\Delta E_2 = 368$ кДж/моль. При активаційному характері руху радикалів та при їхньому накопиченні виділення енергії внаслідок цих процесів зростає і може привести до температурної нестійкості і виникнення автоколивань.

Система рівнянь для концентрацій дефектів має вигляд

$$\frac{\partial n_1}{\partial t} = G_1 - K_{01} \exp(-E_{a1}/(\kappa T)) n_1^2, \quad \frac{\partial n_2}{\partial t} = G_2 - K_{02} \exp(-E_{a2}/(\kappa T)) n_2^2, \quad (2)$$

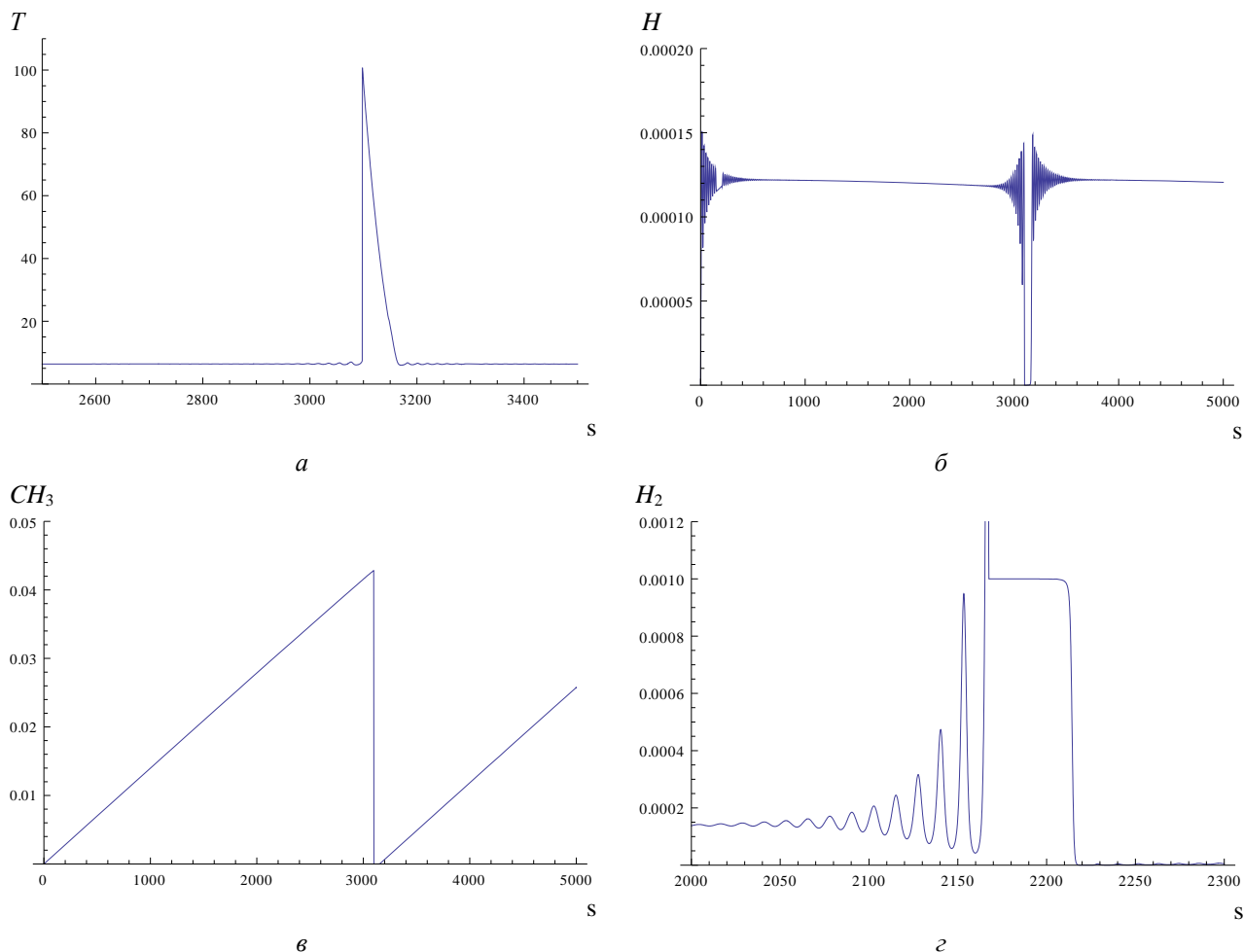
$$lc(T) \frac{\partial T}{\partial t} = P - E_1 K_{01} \exp(-E_{a1}/(\kappa T)) n_1^2 l / \nu_0 - E_2 K_{02} \exp(-E_{a2}/(\kappa T)) n_2^2 l / \nu_0 - B(T - T_b), \quad (3)$$

де \tilde{n}_1 і \tilde{n}_2 – концентрації H і CH_3 , відносно до концентрації CH_4 в метані, G_1, G_2 – відносні числа атомів H і молекул CH_3 , створених опроміненням за одиницю часу, $c(T)$ об'ємна теплоємність метану, P описує нагрівання зразка опроміненням, B – коефіцієнт передачі тепла до термостату, ν_0 – об'єм, що припадає на одну молекулу метану. E_{a1} і E_{a2} – енергії активації дифузії радикалів.

Оскільки енергія електронів при опроміненні є малою, дисоціація метану відбувається внаслідок підпорогових процесів при передачі енергії молекулі метану від збуджених станів, зокрема від триплетних станів з великим часом життя. При розрахунках враховувалась залежність теплоємності від температури. При розрахунках розглядалися тонкі плівки метану з товщиною порядку довжини вільного пробігу електронів (величина порядку долі мікронів). В цьому разі розподіл концентрації дефектів і температури в плівці можна вважати однорідним.

Система рівнянь (2) та (3) має багато різноманітних розв'язків залежно від параметрів системи. При деяких параметрах реалізуються розв'язки, у яких досліджувані фізичні величини (концентрації дефектів і температура) монотонно змінюються з часом. Існують розв'язки, які описують коливання лише з однією частотою. Ми приведемо в подальшому розв'язки рівнянь (2) та (3), що описують коливання з двома частотами, які реалізуються в різні моменти часу. Саме такого типу коливання спостерігались в експериментах в роботі [4].

Знайдені розв'язки, які описують два типи коливань: коливання концентрації радикала CH_3 і концентрації атомів водню H . Одночасно з двома частотами коливається температура. З рисунка видно, що з часом відбувається майже за лінійним законом зростання дефекту – радикала CH_3 . При певному значенні його концентрації виникає нестабільність, концентрація CH_3 різко падає і спостерігається великий спалах температури до 100 і вище градусів Кельвіна. У подальшому, знову починають накопичуватись дефекти і залежність концентрації від часу повторюється. При обраних параметрах автоколивання концентрації атомів водню, енергія активації дифузії у яких менше за енергію активації дифузії CH_3 , виникають в періоди часу в околі області часу, при якому відбувається спалах концентрації CH_3 .



Залежність від часу *a* – температури, *б* – концентрації атомів водню, *в* – концентрації радикала CH_3 в метані під опроміненням, *г* – інтенсивності виходу молекул водню з півки метану.

Розрахунки показали, що період автоколивань зростає зі зменшенням інтенсивності опромінення. Великий період має порядок 1 год. Малий період, пов'язаний з коливаннями концентрації атомів водню, є величиною порядку 10 с. Ці результати узгоджуються з експериментальними даними.

Згідно з розрахунками осциляції і спалахи температури відображаються в десорбції атомів і молекул з півки опромінюваного метану, що спостерігається на експерименті [4].

1. John M. Carperten. Nature 330 (1987) 358.
2. P.A. Selishchev, V.I. Sugakov. Sov. Phys. Solid State 30 (1988) 1503.
3. O. Kirichek et al. Cryogenics 88 (2017)10.
4. И.В. Хижный и др. Low Temperature Physics 44 (2018)1565.

ТЕОРЕТИЧНЕ ДОСЛІДЖЕННЯ ОСОБЛИВОСТЕЙ ТРАНСПОРТУ НОСІЇВ ЗАРЯДУ В АМОРФНИХ ОКСИДНИХ НАПІВПРОВІДНИКАХ

I. I. Фіщук

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

У роботі [1] була запропонована модель випадкової флуктуації краю зони провідності для опису кінетичних характеристик аморфних оксидних напівпровідників з високою рухливістю носіїв заряду. У роботі [2] зазначено, що запропонована модель є найбільш підходящою для опису кінетичних процесів в цих напівпровідниках. У роботі [1] для обчислення рухливості носіїв заряду в рамках запропонованої моделі було використано наближення ефективного середовища, а в роботі [2] використовувалась теорія протікання. Було показано, що обидва підходи до обчислення ефективної рухливості носіїв заряду в цих напівпровідниках дають близькі результати. Проте в роботах [1, 2] при обчисленні рухливості носіїв заряду не враховувалось виродження носіїв заряду при високій концентрації їх, що має місце при дослідженні кінетичних характеристик в схемі тонких польових транзисторів. В даній роботі ми узагальнили обчислення рухливості носіїв заряду методом ефективного середовища із врахування їхнього виродження. У запропонованій в роботі [1] моделі вважається, що неупорядкованість спричинюють випадкові флуктуації локального краю зони провідності ε_m , що описуються розподілом Гауса $g(\varepsilon_m)$ з півшириною δ . Густина зонних станів при енергії $\varepsilon > \varepsilon_m$ приймається як $D_m(\varepsilon) = D_0 \sqrt{\varepsilon - \varepsilon_m}$, де для тонких плівок a-IGZO $D_0 = 1,4 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3} \text{ eV}^{-3/2}$. Для повної локальної концентрації носіїв заряду маємо $n_m = \int_{\varepsilon_m}^{\infty} d\varepsilon D_m(\varepsilon) f(\varepsilon)$, де $f(\varepsilon) = 1 / \{1 + \exp[(\varepsilon - \varepsilon_f) / k_B T]\}$, ε_f – рівень Фермі, T – температура. Локальну електропровідність $\sigma(\varepsilon_m)$ із врахуванням виродження носіїв заряду, як впливає з робіт [3, 4], можна представити виразом $\sigma(\varepsilon_m) = e\mu(\varepsilon_m)n(\varepsilon_m)$, де

$$\mu(\varepsilon_m) = \mu_0 (2/3) (\langle \varepsilon \rangle_m / k_B T), \quad n(\varepsilon_m) = \int_{\varepsilon_m}^{\infty} d\varepsilon D_m(\varepsilon) f(\varepsilon) [1 - f(\varepsilon)], \quad (1)$$

$$\langle \varepsilon \rangle_m = \int_{\varepsilon_m}^{\infty} D_m(\varepsilon) (\varepsilon - \varepsilon_m) f(\varepsilon) [1 - f(\varepsilon)] d\varepsilon / \int_{\varepsilon_m}^{\infty} D_m(\varepsilon) f(\varepsilon) [1 - f(\varepsilon)] d\varepsilon. \quad (2)$$

Для визначення ефективної електропровідності σ_e , що описує весь аморфний напівпровідник, скористаємось, як і в [1], наближенням ефективного середовища, а саме рівнянням

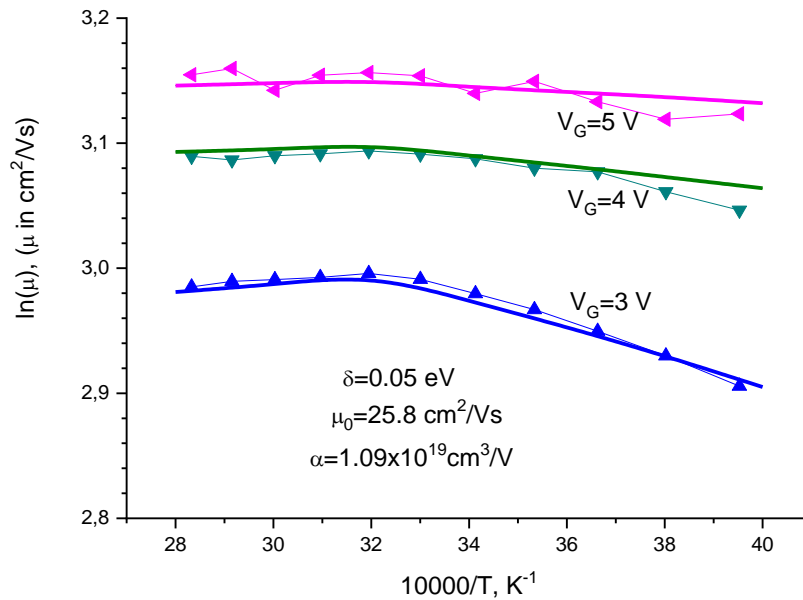
$$\left\langle \frac{\sigma(\varepsilon_m) - \sigma_e}{\sigma(\varepsilon_m) + 2\sigma_e} \right\rangle = 0, \quad \langle Q_m \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} d\varepsilon_m g(\varepsilon_m) Q_m. \quad (3)$$

Повна концентрація n носіїв заряду в напівпровіднику визначається виразом $n = \int_{-\infty}^{\infty} d\varepsilon_m g(\varepsilon_m) n_m$. В схемі польового транзистора повна концентрація носіїв заряду в омичній області визначається як $n = \alpha(V_G - V_{TH})$, де α – коефіцієнт, V_G – напруга на затворі, а V_{TH} – порогова напруга. Для величини μ , що описує рухливість носіїв заряду у всьому напівпровіднику, маємо $\mu = \sigma_e / en$. Зазначимо, що порогова напруга V_{TH} може залежати від температури, тобто $V_{TH} = V_{TH}(T)$, що може суттєво впливати на рухливість μ .

На рисунку представлена залежність рухливості носіїв заряду від температури для зразка SPINEL 200С, 80 % [5] при напругах на затворі $V_G = 3,4$ та 5 V та при отриманій експериментально залежності від температури порогової напруги, апроксимованій виразом

$$V_{TH}(T) = 1,9 - [0,06 \cdot (y - 28) \cdot \Theta(32 - y) - 0,03 \cdot (y - 40) \cdot \Theta(32 - y)]. \quad (4)$$

Тут $\Theta(t) = 1$ при $t \geq 0$, $\Theta(t) = 0$ для $t < 0$, $y = 10000/T$. Ця залежність має мінімум при $y = 32$.



Залежність рухливості носіїв заряду від температури для зразка SPINEL 200C, 80 % (з'єднані символи – експериментальні дані [5], суцільні криві – теоретичні результати).

Таким чином специфіка отриманої температурної залежності рухливості обумовлена певним видом температурної залежності порогової напруги $V_{TH}(T)$. При незалежній від температури пороговій напрузі отримуємо звичайне зростання рухливості при зростанні температури у всьому температурному діапазоні, характерне для неупорядкованих систем.

1. I. I. Fishchuk et al. Phys. Rev. B 93 (2016) 195204.
2. A.V. Nenashev et. al. Phys. Rev. B 100 (2019) 125202.
3. V. Palenskis. Wold Journal of Condensed Matter Physics 3 (2013) 73.
4. V. Palenskis. Wold Journal of Condensed Matter Physics 4 (2014) 123.
5. A. Glushkova, private communication.

Анотації до доповідей з фізики плазми та керованого термоядерного синтезу

ХАРАКТЕРИСТИКИ НЕСАМОСТІЙНОГО ДУГОВОГО РОЗРЯДУ В ПАРАХ МОЛІБДЕНУ

А. Г. Борисенко, Е. Г. Костін, О. А. Федорович

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

У даний час з метою захисту від гідридної корозії і водневої крихкості в атомній енергетиці найчастіше використовуються захисні покриття з Al, Mg, Mo, Cr, W, Cг. У той же час, вважається, що для вирішення проблем антикорозійного захисту уранових виробів у типових умовах їхньої експлуатації можуть бути використані покриття з металів Al, Zr, Mo, Nb, Ti, Cг, Cd, Ni, Cu. [1, 2]. Тому розробка джерел плазми парів даних металів і дослідження особливостей формування та осадження створених плазмових потоків є актуальними і становлять значний інтерес з точки зору вирішення проблем формування потрібних властивостей конструкційних матеріалів ядерної енергетики, розробки та експлуатації різних виробів і комплектуючих.

Захисні властивості покриттів значною мірою залежать від їхнього складу, умов нанесення, структурних факторів і наступних обробок. Покриття в ідеалі не повинні мати пор і повністю повинні забезпечувати відсутність доступу зовнішнього середовища до поверхні виробу, що захищається. З огляду на той факт, що джерела на основі вакуумної дуги в парах катода генерують потоки металевої плазми з включенням значної кількості макрочастинок мікронного і більшого розміру [3, 4], в даний час стали актуальними завдання очищення плазмових потоків від макрокравель [5, 6] та розробка альтернативних без крапельних джерел плазмових потоків металів. Генерувати безкрапельні потоки плазми твердофазних матеріалів здатен несамостійний дуговий розряд в парах матеріалу анода [7, 8]. Доведено, що для даного типу розряду з розрядними струмами до 30 А є характерною дифузна прив'язка розряду на аноді і випаровування робочого матеріалу з широкої зони. Попередні дослідження розряду даного типу при низьких розрядних струмах, довели його можливість генерувати потоки плазми з високими значеннями коефіцієнта іонізації потоку, тобто частки іонів в потоці. Відмічені вище особливості та можливості вакуумного дугового розряду в парах матеріалу анода свідчать про доцільність і актуальність вивчення його властивостей и характеристик в парах різних конструкційних металів ядерної енергетики.

У даному матеріалі наводяться результати експериментальних досліджень основних характеристик несамостійного дугового розряду в парах молібдену. Схема експериментальної установки детально описано в [7]. Ініціювання розряду виконувалося методом «газового запалення», тобто за допомогою несамостійного газового розряду в поперечних електричному та магнітному полях, які створювалися за допомогою циліндричного електрода та магнітної котушки. Дослідження характеристик розряду було виконано для циліндричних зразків робочого матеріалу з молібдену, що мали діаметр 10 мм та різну висоту h : зразок 1 – $h = 20$ мм, зразок 2 – $h = 13$ мм. Для зразка 1 також було використано екран з танталу діаметром 13 мм і висотою 12 мм. Молібден та екран розміщувалися безпосередньо на верхній площині охолоджуваного аноду. На рис. 1 наведено вольт-амперні характеристики розрядів з різними геометриями робочого матеріалу.

Як і можна очікувати, напруга розряду в парах короткого зразка молібдену, криві 2 та 3, суттєво вище напруги розряду в парах молібденового зразка довжиною 20 мм, крива 1. Різниця в напрузі становить 150 - 50 В і зменшується з підвищенням струму розряду. Криві були отримані в умовах стабільного горіння дугового розряду: крива 2 – при зростанні струму розряду від 17 А до 45 А, крива 3 – при зменшенні струму розряду від 45 А до мінімально можливого струму існування розряду. При струмі розряду близьким до 10 А розряд просто переставав існувати. В умовах експерименту вакуум у розрядній камері становив $(1,4 - 2) \cdot 10^{-3}$ Па. Обидві криві добре узгоджуються і свідчать про достовірність отриманих даних. Дуже цікавими є залежності вкладених в розряди з різними зразками робочого матеріалу електричних потужностей від розрядного струму, які наведені на рис. 2. Для молібдену довжиною 20 мм вкладена в розряд електрична потужність в діапазоні струмів розряду до 35 А зростає лінійно з підвищенням струму розряду і становить 1800 – 2500 Вт, крива 1 рис. 2. Зовсім інший вигляд мають подібні криві для розряду в парах короткого зразка молібдену, криві 2 та 3 рис. 2. Вони свідчать, що в даному випадку стабільне існування розряду вимагає вкладення майже в два рази

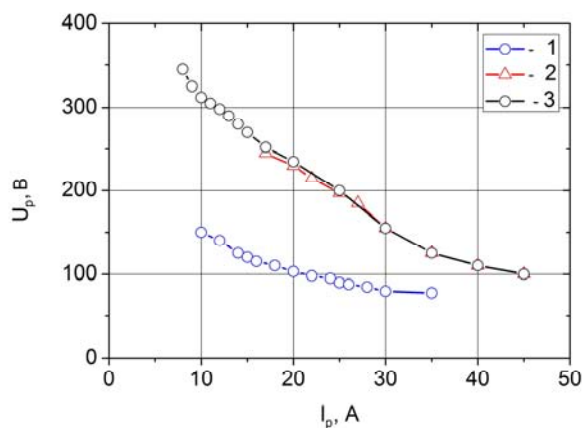


Рис. 1. Вольт-амперні характеристики дугового розряду в чистих парах молібдену: $p = 2 \cdot 10^{-3}$ Па, $l - h = 20$ мм, 2 та 3 - $h = 13$ мм.

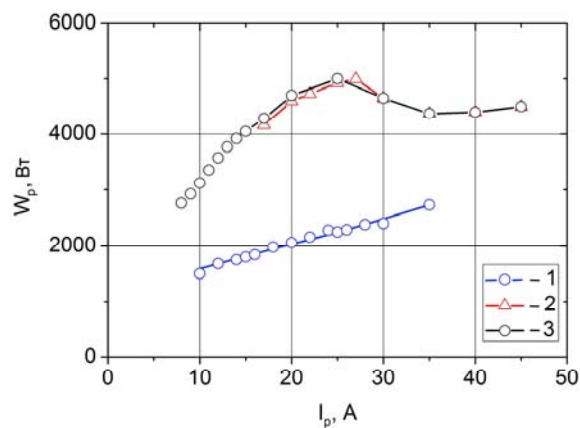


Рис. 2. Електричні потужності розрядів у парах молібдену: $p = 2 \cdot 10^{-3}$ Па, $l - h = 20$ мм, 2 та 3 - $h = 13$ мм.

більше електричної потужності, ніж у попередньому випадку. Якщо при струмах розряду до 15 – 20 А дана залежність може бути вважатися лінійною, то вже при струмах розряду понад 20 А вказана залежність демонструє максимум при струмах 20 – 30 А, а потім мінімум в діапазоні 35 – 40 А. При подальшому зростанні струму розряду, ≥ 35 А розряд стабільно існує при значно меншому зростанні електричної потужності, ніж у першому випадку. Можливим поясненням зазначених вище відмінностей може бути зміна умов випаровування робочого матеріалу та прив'язки розрядного струму до анодної поверхні, тобто до верхньої поверхні молібдену що випаровується. Зокрема, зміна процесу дифузного випаровування анодної поверхні та можливий перехід до локального випаровування поверхні молібдену в анодних плямах. Тобто в цих умовах дифузне випаровування матеріалу з усією верхньої поверхні аноду є ускладненим в зв'язку з недостатньою електричною потужністю, що вкладається в розряд, і має місце самоузгоджена перебудова розряду і формування процесу локального випаровування робочого матеріалу. Описані експериментальні факти є досить цікавими з точки зору отримання нових фундаментальних знань для більш повного розуміння фізики вакуумного дугового розряду, вивчення фізики процесів генерації плазмових потоків парів металів, зокрема фізики процесів на аноді розряду та в при анодному прошарку і безумовно можуть бути рекомендовані до подальшого детального вивчення.

1. I.I. Aksenov, V.A. Belous. Protecting coatings on uranium. East European Journal of Physics 1(4) (2014) 4.
2. Н.А. Азаренков и др. Наноструктурные материалы в ядерной энергетике. Вісник Харківського нац. ун-ту ім. В.Н. Каразіна. № 887. Сер. фізична «Ядра, частинки, поля» 1(45) (2010).
3. Д.С. Аксенов, И.И. Аксенов, В.Е. Стрельницкий. Подавление эмиссии макрочастиц в вакуумно-дуговых источниках плазмы. Вопросы атомной науки и техники 6 (2007) 106.
4. A. Anders. *Cathodic Arcs: From Fractal Spots to Energetic Condensation* (New York: Springer, 2008).
5. А.А. Бизюков и др. Динамика капельной фазы в плазме дугового разряда низкого давления. Вісник Харківського нац. ун-ту ім. В.Н. Каразіна. № 642. Сер. фізична «Ядра, частинки, поля» 3(2) (2004) 42.
6. Ю.А. Сысоев. Проблемы ионно-плазменных технологий на основе вакуумно-дугового разряда и пути их решения. Авиационно-космическая техника и технология 7(84) (2011) 38.
7. A.G. Borisenko, V.A. Saenko, V.A. Rudnitsky. Nonself-sustained arc discharge in anode material vapors. IEEE Trans. Plasma Science 27(4) (1999) 877.
8. G. Musa et al. Thermionic vacuum arc – new technique for high purity carbon thin film deposition. Acta Physica Slovaca 55(4) (2005) 417.

ШВИДКІ МАГНІТОЗВУКОВІ МОДИ В НЕОДНОРІДНІЙ ПЛАЗМІ

О. С. Бурдо, Я. І. Колесниченко

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Розглянуто високочастотні швидкі магнітозвукові моди (ШММ), тобто ШММ з частотами, які до-рівнюють або вищі за іонну гірочастоту.

Основне рівняння для ШММ, отримане в роботі, має вигляд:

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} r Q \frac{d \delta B_{\parallel}}{dr} + (1 - k_b^2 Q) \delta B_{\parallel} = 0, \quad (1)$$

де δB_{\parallel} – збурене магнітне поле, $Q = Q(\varepsilon_+, \varepsilon_-, k_r, k_{\parallel})$, k_{\parallel} та k_b компоненти хвильового числа вздовж магнітного поля та бінормалі до силової лінії відповідно, ε_+ та ε_- – компоненти тензора діелектричної проникності. У наближенні Вентцель - Крамерс - Брілюен - Джеффри (ВКБДж) рівняння (1) зводиться до

$$N_{\perp}^2 = (c^2 / \omega^2) Q^{-1} \quad (2)$$

з поперечним показником заломлення $N_{\perp} = c \sqrt{k_r^2 + k_b^2} / \omega$. Рівняння (2) використовується в теорії нагрівання на іонно-циклотронному резонансі, але воно корисне також для аналізу власних мод через те, що власні моди можна розглядати як суперпозицію двох хвиль, одна з яких рухається назовні плазми, а інша рухається всередину. З рівняння (2) випливає, що існують поверхні відсічки (де $N_{\perp}^2 = 0$), що визначаються співвідношенням $\varepsilon_{\pm} = N_{\parallel}^2$ і супутніми еванесцентними областями (де $N_{\perp}^2 < 0$). Зокрема, області еванесцентності існують на периферії плазми, де густина частинок мала. Це означає, що амплітуда моди повинна бути невеликою на периферії у тому випадку, коли наближення ВКБДж є застосовним до радіально мандрівних хвиль, які утворюють моду. Необхідною умовою цього є $N_{\parallel}^2 > 1$, що можна записати як

$$\kappa_{\parallel}^2 > \tilde{\omega}^2 v_A^2 / c^2, \quad (3)$$

де $\tilde{\omega} = \omega / \omega_B$, $\kappa_{\parallel} = k_{\parallel} \rho_A$, ω – частота моди, $\rho_A = V_A / \omega_B$, V_A – альфвенова швидкість, ω_B – іонна гірочастота.. Радіус відсічки r_1 визначається по

$$\kappa_{\parallel 0}^2 \approx \eta(x_1) \tilde{\omega}^2 / (1 + \tilde{\omega}), \quad (4)$$

де $\kappa_{\parallel 0} = \kappa_{\parallel}(0)$, $\eta(x)$ описує неоднорідність плазми і визначається як $n_j = n_0 \eta(x)$, $x_1 = r_1 / a$, a – радіус плазми, $j = e, i$.

З іншого боку, можна очікувати, що неоднорідність матиме незначний вплив на ШММ, коли рівняння (3) не буде задовольнятися, особливо коли $\kappa_{\parallel} = 0$. Тоді не очікується ніякої еванесцентності, а отже, можуть існувати моди, що мають глобальну радіальну структуру з максимальною амплітудою, далекою від магнітної осі, та моди, локалізовані на краю. Зокрема, якщо і $\kappa_r \equiv k_r \rho_A$ і κ_{\parallel} малі, так що κ_b домінує (і полоїдальне модове число велике $m \gg 1$), неоднорідність плазми може слабо впливати на радіальну структуру ШММ. Цей випадок добре вивчений у зв'язку із звичайною іонно-циклотронною емісією, локалізованою на краю.

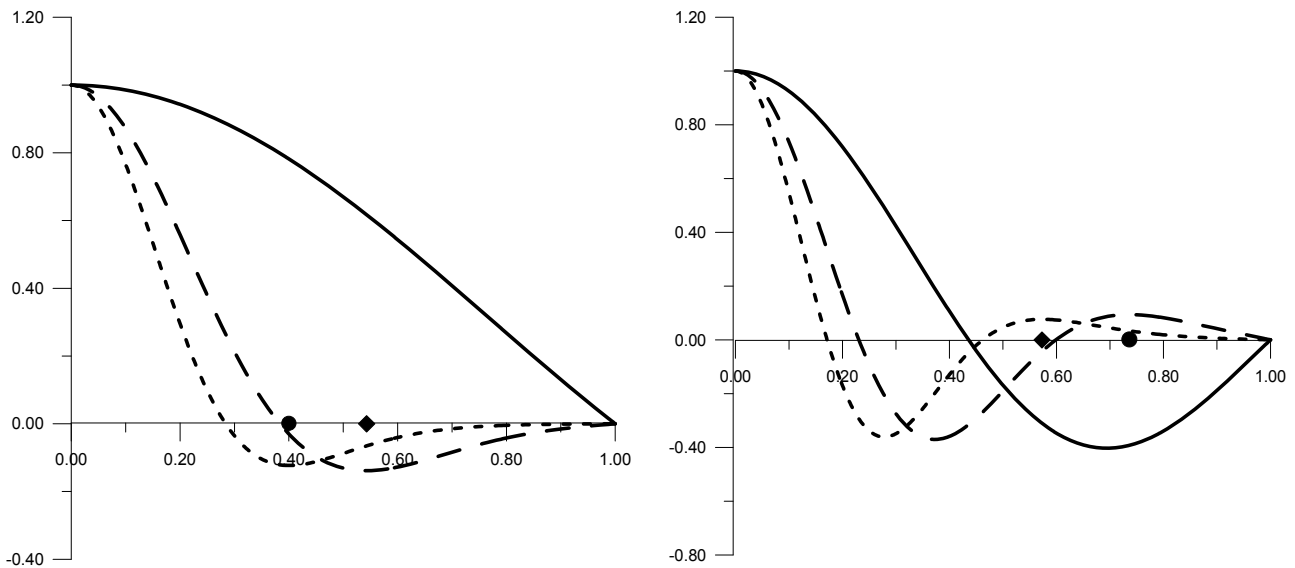


Рис. 1. Радіальна структура ШММ з $m = 0$, $\tilde{\omega} = 2$ в однорідній та неоднорідній плазмі. *Ліворуч*: жирним – однорідна плазма та $\kappa_{\parallel,0} = 1.1454$; довгий пунктир – $\eta^{(2)}(x) = \sqrt{1-x^2}$ та $\kappa_{\parallel,0} = 1.0594$; короткий пунктир – $\eta^{(3)}(x) = (1-x^2)^2$ та $\kappa_{\parallel,0} = 0.9702$. *Праворуч* жирним – однорідна плазма та $\kappa_{\parallel,0} = 1.1012$; довгий пунктир – $\eta^{(2)}(x) = \sqrt{1-x^2}$ та $\kappa_{\parallel,0} = 0.9507$; короткий пунктир – $\eta^{(3)}(x) = (1-x^2)^2$ та $\kappa_{\parallel,0} = 0.7756$. Радіуси відсічки показані ромбиками та кружечками. Ми спостерігаємо, що моди стають більш пікованими на магнітній осі через неоднорідність плазми.

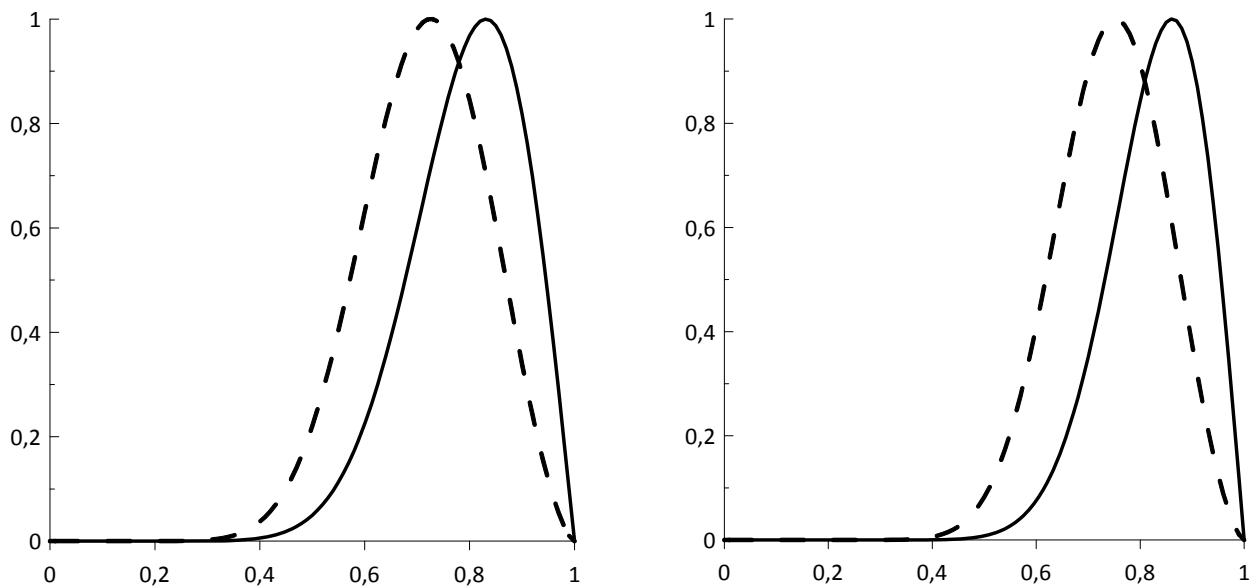


Рис. 2. Радіальна структура ШММ з $m \gg 1$ та $\kappa_{\parallel,0} = 0$ в однорідній та неоднорідній плазмі. *Ліворуч*: $m = 12$, жирним – однорідна плазма та $\tilde{\omega} = 1.5199$; пунктир – неоднорідна плазма та $\tilde{\omega} = 2.0015$. *Праворуч*: жирним – однорідна плазма та $\tilde{\omega} = 2.0182$; пунктир – неоднорідна плазма та $\tilde{\omega} = 2.7205$.

Числовий розв'язок рівняння (1) підтверджує цей якісний аналіз, див. рис. 1 і 2, які отримано для випадку, коли умова (3) задовольняється (див. рис. 1) та не задовольняється (див. рис. 2). На рис. 1 спостерігаємо, що неоднорідність плазми пригнічує амплітуди мод на периферії, ефект стає найбільшим, коли густина плазми сильно пікована. Навпаки, на рис. 2 еванесцентності немає і моди розташовані на периферії.

ЛАЗЕРНА АБСОРБЦІЙНА СПЕКТРОСКОПІЯ ПЛАЗМИ ЕЛЕКТРОДУГОВОГО РОЗРЯДУ МІЖ КОМПОЗИТНИМИ Cu-C ЕЛЕКТРОДАМИ

А. М. Веклич, С. О. Фесенко, М. М. Клешич, В. Ф. Борецький

Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ, Україна

Представлені результати лазерної абсорбційної спектроскопії (ЛАС) плазми електродугового розряду силою струму 3,5 А між симетричними композитними Cu-C електродами в атмосфері повітря. Отримані результати порівняні з розрахунком концентрації атомів міді на основі рівняння енергетичного балансу позитивного стовпа дугового розряду.

Раніше [1], розроблена методика розрахунку електронної концентрації плазми дугового розряду на основі розв'язку рівняння енергетичного балансу. Цей підхід дає змогу розрахувати розподіл електронної концентрації на основі відомого розподілу температури та значення напруженості електричного поля позитивного стовпа. Температуру плазми визначили в [2] методом діаграм Больцмана із залученням спектральних ліній атома міді: 510,5, 515,3, 521,8, 570,0 та 578,2 нм. Напруженість електричного поля визначили розробленою раніше методикою модуляції міжелектродної відстані [3]. Радіальний розподіл електронної концентрації плазми отриманий шляхом розв'язку рівняння енергетичного балансу, показаний на рис. 1. Із розподілів електронної концентрації та температури плазми можна розрахувати її компонентний склад. Методика його розрахунку для плазми з домішками електродного походження детально описана в [4]. У даному випадку домішками електродного походження є мідь та вуглець, однак через відсутність спектральних ліній вуглецю в досліджуваній спектральній області, неможливо встановити співвідношення між концентраціями міді та вуглецю. Тому, в даному випадку, впливом вуглецевої домішки на електронну концентрацію знехтували. Справедливість такого підходу обґрунтована порівняно високим значенням (11,25 еВ) енергії іонізації вуглецю у порівнянні із міддю (7,72 еВ). Отриманий розподіл концентрації атомів міді в плазмі показаний на рис. 2 символами (●).

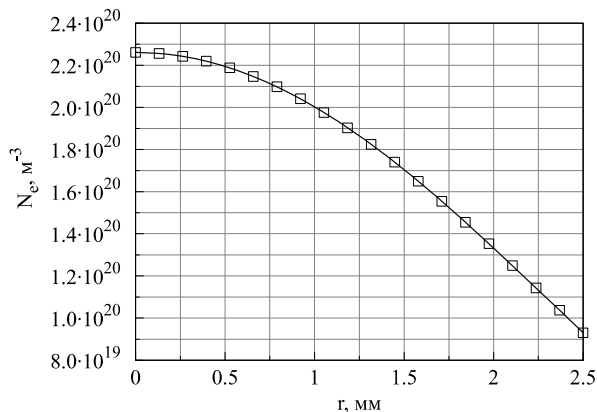


Рис. 1. Радіальний розподіл електронної концентрації плазми, отриманий шляхом розв'язку рівняння енергетичного балансу.

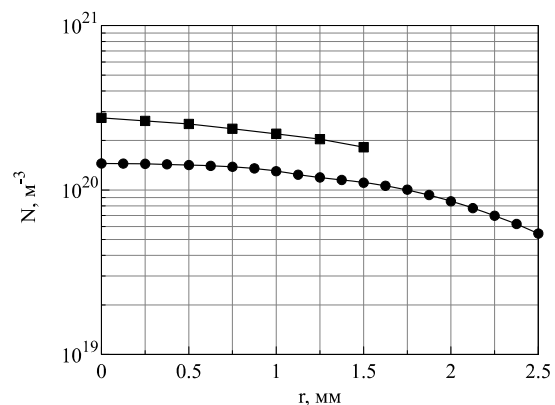


Рис. 2. Радіальний розподіл атомів міді в плазмі, отриманий із розрахунку компонентного складу (●) та із результатів ЛАС (■).

З іншого боку, незалежною методикою ЛАС [5] отриманий розподіл концентрації атомів міді в плазмі. Його результати показані на рис. 2 символами (■) і вони добре узгоджуються із результатом отриманим шляхом розв'язку рівняння енергетичного балансу.

1. A. Veklich et al. Thermal plasma of electric arc discharge in air between composite Cu-C electrodes. Problems of Atomic Science and Technology. Ser.: Plasma Physics 6(20) (2014) 226.
2. A.N. Veklich. Investigations of electric arc plasma between composite Cu-C electrodes. Problems of Atomic Science and Technology. Ser.: Plasma Electronics and New Methods of Acceleration 86(4) (2013) 204.
3. А.М. Веклич та ін. Особливості електродугового розряду між композитними Cu-C електродами. Сб. тр. Інститута проблем матеріалознавства ім. І.Н. Францевича НАН України. Сер.: «Композиционные, слоистые и градиентные материалы и покрытия. Электрические контакты и электроды» (Київ, 2016) с. 36.
4. S.O. Fesenko, M.M. Kleshich, A.N. Veklich. Investigation of nonequilibrium in plasma of arc discharge between melting electrodes. Problems of Atomic Science and Technology. Ser.: Plasma Physics 6(118) (2018) 274.
5. А.М. Веклич та ін. Дослідження плазми електродугового розряду між композитними Cu-C електродами. Ч. II: Лазерна абсорбційна спектроскопія. Вісн. Київ. нац. ун-ту. Сер.: Фіз.-мат. науки 2 (2013) 251.

ВПЛИВ ПЛАЗМИ МІКРО- ТА КОРОННОГО РОЗРЯДУ НА РІСТ МІЦЕЛІЮ ВИЩИХ ГРИБІВ

**Ю. П. Веремій¹, Н. В. Цвид², О. А. Недибалюк¹, О. В. Коломієць¹, М. М. Сухомлин²,
В. Я. Черняк¹, Є. В. Мартиш¹, В. Г. Тищенко¹, Б. В. Соколовський¹, А. О. Бурова¹**

¹ Київський національний університет імені Тараса Шевченка,
факультет радіофізики, електроніки та комп'ютерних систем, Київ, Україна

² Київський національний університет імені Тараса Шевченка,
Навчально-науковий центр «Інститут біології та медицини», Київ, Україна

Нові розробки в фізичній електроніці та імпульсній енергетиці сприяли значному розвитку в застосуванні холодної плазми за атмосферного тиску в науці та техніці. Просторово-рівномірні і добре контрольовані джерела холодної плазми за атмосферного тиску стали реальністю, створюючи можливість безпечно і контрольовано застосовувати плазму на біооб'єктах. Це ініціювало створення принципово нової галузі медичних технологій – плазмової медицини. Відносно новою технологією є застосування плазми в області біології та агропромисловості.

Останнім часом відмічено багато спроб використання плазми для ефективного культивування різних рослинних культур. Гриби об'єднують у собі властивості рослин (клітина стінка) та тварин (гетеротрофний спосіб живлення). Через те, що гриби мають великі варіації в видах та культурах, нас можуть цікавити зовсім різні результати.

Руйнування за допомогою плазми спор та грибів для дезінфекції приміщення, людини, рослини або, навпаки, збільшення темпів росту міцелію за рахунок клітинної стимуляції або збагачення середовища продуктами плазми, в якому росте культура. Деякі види грибів використовують для створення медикаментів та антибіотиків. Тому при збільшенні темпів росту та покращення умов для утворення плодових тіл грибів можна зменшити собівартість ліків. Наприклад, з грибів *Cyathus olla* синтезується сальфредін, який в медицині розглядається, як один з препаратів для терапевтичного використання при діабетичній катаракті [1], а *Calvatia candida* – один з найбільш відомих родів групи гастероміцетів, цікава своїми антибактеріальними властивостями [2]. З іншого боку, *Cyathus olla* має сільськогосподарське значення, оскільки здатний знищувати відмерлу стерню ріпаку, яка була уражена збудником хвороби чорної ніжки ріпаку.

Експерименти з впливу холодної атмосферної плазми на ріст міцеліальних колоній вищих грибів проводилися на культурах *Calvatia candida* та *Cyathus olla*. Чисті культури отримані з Колекції культур грибів FCKU навчально-наукового центру «Інститут біології та медицини» Київського національного університету імені Тараса Шевченка. Культури виділяли з базидомів методом Бухало [3] та інкубували на середовищі картопляно-глюкозного агару (КГА) при температурі 23 - 25 °С. Колонії міцелію обробляли на 6-й день культивування. Контролем були інокульовані чашки Петрі, які не оброблялися потоком плазми. Вплив дії плазми визначається за відхиленням швидкості росту, цілісності та структури колоній дослідних зразків порівняно з контрольною групою.

Інактивація мікроорганізмів під впливом плазми має п'ять основних механізмів дії. Це теплові, електричні поля, УФ-випромінювання, прямі хімічні реакції нейтральних активних форм і взаємодія заряджених частинок з компонентами клітин. Серед цих механізмів, в нетеплових системах плазми атмосферного тиску, домінуючу роль у процесі інактивації, як правило грають реактивні частинки (наприклад, атомарний кисень, метастабільні молекули кисню, озону і ОН радикали).

Щоб дослідити вплив окремих механізмів дії було проведено експерименти з використанням двох типів розрядів холодної плазми атмосферного тиску – мікророзряді та коронному розряді, при різних газах – повітря та CO₂, окремо досліджено вплив УФ-випромінювання на міцелій грибів, а також проведено плазмову обробку безпосередньо поживного середовища перед висадкою міцеліальних колоній.

Конструкція генератора мікророзряду, що був використаний для обробки зразків, описано в статті [4]. Він являв собою аксіально-симетричну систему, в якій внутрішній електрод мав водяне охолодження. Вказаний електрод був відокремлений від корпусу системи за допомогою діелектричної трубки. Тангенційно до бічної поверхні через отвір вводився робочий газ (повітря або CO₂). Мідні електроди (внутрішній у вигляді дроту з діаметром 1 мм і зовнішній плоский електрод з товщиною 1 мм), знаходилися на відстані 1 мм один від одного.

Для дослідження впливу коронного розряду на ріст міцелію грибів використовувалась конфігурація електродів вістря-кільце. Внутрішній діаметр кільця становив 12 мм, діаметр вістря 0.15 мм. Джерело живлення забезпечувало напругу в діапазоні 0 - 7 кВ. Високовольтним електродом було вістря

(катод), а заземленим електродом (анод) було кільце. Кільце виготовлене із нержавіючої сталі, а вістря – з вольфраму.

Для встановлення впливу плазми на мікроскопічному рівні була проведена мікроскопія за допомогою світлового мікроскопу PrimoStar, мікрофотографії виконувалися цифрою камерою ScienseLabDCM 520, та програмою обробки зображень Axiovision 4.3.7. На рис. 1 представлено фотографії культур *Calvatia candida* (рис. 1, а), *Cyathus olla* (рис. 1, б) та міцелію *Cyathus olla* (рис. 1, в).

Результати отримані після обробки холодною плазмою міцелію грибів показали, що обробка може прискорити зростання культури без прямого теплового пошкодження. У ході експерименту було встановлено, що середня швидкість росту міцелію після плазмової обробки мікророзрядом збільшується у випадку обох грибів, *Calvatia candida* та *Cyathus olla*. Отже нетривала дія плазми на міцеліальну колонію вищих грибів частково стимулює швидкість росту даної культури. Спостерігається немонотонна залежність зміни швидкості росту міцелію від відстані апертури розряду до зразка та часу експозиції. У випадку коронного розряду залежність швидкості росту від часу обробки виявила можливість як прискорення так і сповільнення росту міцелію. Виключено механізм впливу ультрафіолету на ріст міцелію. Виявлено, що обробка за допомогою коронного розряду лише середовища не впливає на швидкість росту *Cyathus olla*.

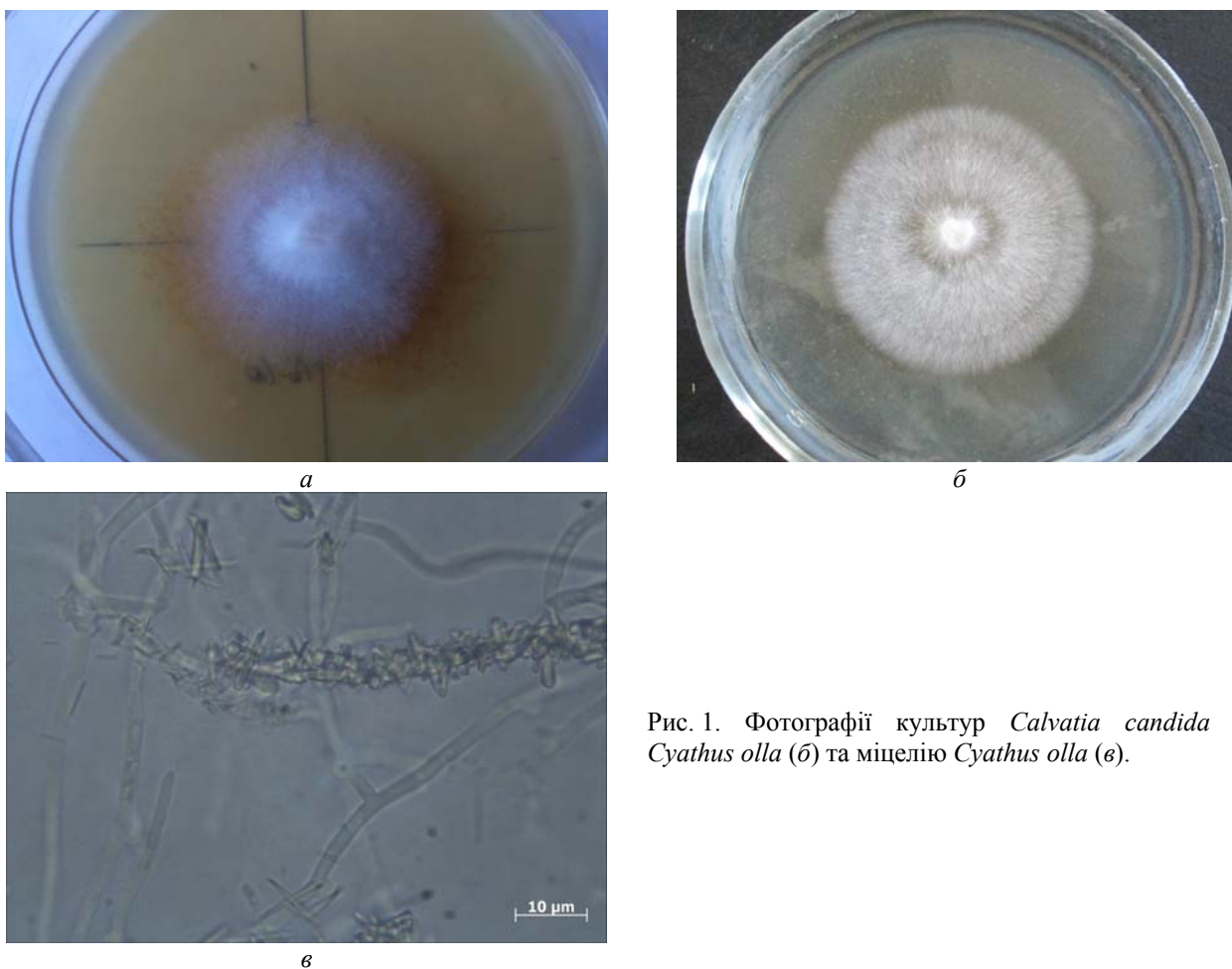


Рис. 1. Фотографії культур *Calvatia candida* (а), *Cyathus olla* (б) та міцелію *Cyathus olla* (в).

1. R.E. Baird et al. Mycopathologia 122 (1993) 29.
2. J. Wu, F. Zhu. Journal of Organic Chemistry Research 4 (3) (2016) 69.
3. A.S. Bukhalo. Higher Edible Basidiomycetes in Pure Culture (Kyiv, Naukova Dumka, 1988).
4. O.V. Solomenko et al. Ukr. J. Phys. 1 (2016) 960.

ПАРАЛЕЛЬНИЙ 2.5D ЕЛЕКТРОМАГНІТНИЙ КОД ДЛЯ МОДЕЛЮВАННЯ ВЗАЄМОДІЇ МІЖ ПЛАЗМОЮ ТА ЗГУСТКАМИ ЧАСТИНОК ЧИ ЇХНІМИ ПОСЛІДОВНОСТЯМИ МЕТОДОМ КРУПНИХ ЧАСТИНОК У КОМІРЦІ

О. К. Винник, І. О. Анісімов

*Київський національний університет імені Тараса Шевченка,
факультет радіофізики, електроніки та комп'ютерних систем, Київ, Україна*

Запропоновано паралельний релятивістський код для кінетичного моделювання взаємодії одиночних згустків заряджених частинок та їхніх послідовностей з плазмою методом крупних частинок у комірках. Даний програмний пакет, PiCOPIC, є наступником пакета PDP3[1]. Він значно, розширює можливості попередника, усуває деякі обмеження, притаманні PDP3, та показує значно кращі результати продуктивності на багатоядерних та багатопроцесорних машинах, оскільки має дизайн, оптимізований для паралельних обрахунків. Необхідність у новому пакеті з'явилася у зв'язку з дослідженням взаємодії багатозгусткових електронних пучків з фоновою плазмою[2, 3], зокрема, необхідністю в кращих алгоритмах обрахунку та підвищеній точності обчислень, що вимагає повного розпаралелювання процесу моделювання, чого не вдалося досягнути, використовуючи попередній програмний пакет в силу його однопоточної архітектури.

Пакет складається з двох частин: високопродуктивного додатка для моделювання методом крупних частинок у комірках і бібліотеки та інструментів для читання, візуалізації та аналізу виведених даних. Додаток для моделювання може використовувати кілька альтернативних алгоритмів для початкового розміщення крупних частинок, задання розподілу по швидкостях, обчислення рівнянь руху, температури тощо. Вибір необхідного набору алгоритмів здійснюється шляхом задання директив препроцесору перед компіляцією пакета. Задання директив препроцесору інтегровано в допоміжні скрипти компіляції.

У пакеті PiCOPIC реалізований цикл обчислень методом крупних частинок в комірках[4] (Particle-in-Cell, PIC), оформлений для виконання в три етапи: інтегрування рівнянь руху частинок під дією електричного та магнітного полів та переміщення частинок; екстраполяція зарядів, координат та швидкостей частинок у густини струмів на сітці (альтернатива прямому вирішенню рівняння Пуассона); обчислення електричного і магнітного полів на сітці та екстраполяція полів на частинки для початку нової ітерації. Кожен етап представлений кількома альтернативними алгоритмами, які можуть бути підібрані заданням директив препроцесора.

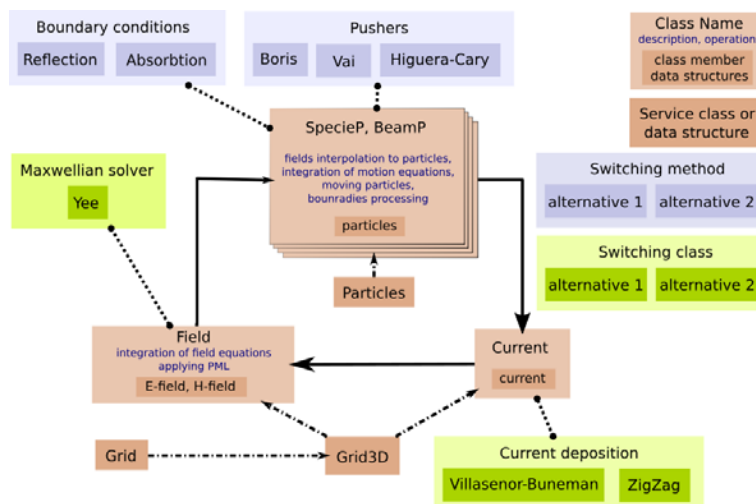


Рис. 1. Варіант PIC циклу в реалізації PiCOPIC (схема для одного домену). Сітки струмів та полів реалізовані на базі структури даних "Grid3D", що є трикомпонентною сіткою з областями накладання для синхронізації доменів та набір операторів і методів для роботи з нею.

Інтегрування рівнянь руху може бути здійснено за однією з наступних схем: Боріса [5], Вая [6] чи Ігера-Кері [7]. Дві останні краще підходять для обчислення довготривалих процесів (у порівнянні з часовим кроком), оскільки не мають артефактів, пов'язаних з визначенням швидкості (схема Боріса не виконує закон збереження енергії). Для обчислення густини струмів може бути використана схема Вілласенора-Бунемана [8], або ZigZag [9]. Обчислення електричного та магнітного полів представлено схемою Йіі [10] в кінцевих різницях.

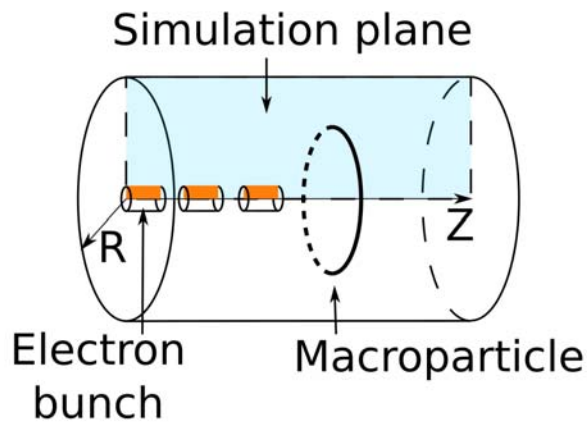


Рис. 2. Геометрія PDP3/PiCOPIC. Вивід даних відбувається для «площини симуляції», оскільки система аксіально симетрична.

PiCOPIC, як і його попередник, використовує так звану, 2.5-вимірну (координати r та z і швидкості v_r , v_ϕ та v_z) аксіально симетричну геометрію. Таким чином, крупні частинки представлені у вигляді кілець, симетричних по відношенню до осі системи.

Для забезпечення паралельного виконання PIC циклу, область моделювання розбита на домени. Кожен домен виконується незалежно від інших, за необхідності синхронізуючи значення полів, струмів та переходи частинок із сусідніми доменами по закінченню кожного етапу симуляції. По краях кожного домену знаходяться зони перекриття, які синхронізуються таким чином, щоб створити ефект нерозривності при екстраполяції значень сіток на крупні частинки і навпаки.

Розроблено новий пакет для кінетичного моделювання плазмово-пучкової взаємодії, оптимізований для моделювання взаємодії з багатозгустковими пучками заряджених частинок. Як і його попередник, пакет використовує 2.5D геометрію. Програмний пакет повністю паралельний та дає змогу комбінувати різні алгоритми обчислення кожного етапу циклу моделювання.

1. Y.M. Tolochkevych, T.E. Litoshenko, I.O. Anisimov, 2.5d relativistic electromagnetic PIC code for simulation of the beam interaction with plasma in axial-symmetric geometry. *Journal of Physics: Conference Series* 511 (2014) 012001.
2. O.K. Vynnyk, I.O. Anisimov. Wake wave excited by the sequence of relativistic electron bunches: Initial stage. *Problems of Atomic Science and Technology* 6(118) (2018) 160.
3. O.K. Vynnyk, I.O. Anisimov. Evolution of the wake wave excited by the sequence of the relativistic electron bunches. *Problems of Atomic Science and Technology* 4(122) (2019) 55.
4. C.K. Birdsall, A.B. Langdon. *Plasma physics via computer simulation* (New York: Taylor and Francis, 2005).
5. J.P. Boris. Relativistic plasma simulation-optimization of a hybrid code. *Simulation of Plasmas*, Naval Res. Lab., Wash. D.C., 1970, p. 3.
6. J.-L. Vay. Simulation of beams or plasmas crossing at relativistic velocity. *Physics of Plasmas* 15(5) (2008) 056701.
7. A.V. Higuera, J.R. Cary. Structure-preserving second-order integration of relativistic charged particle trajectories in electromagnetic fields. *Physics of Plasmas* 24(5) (2017) 052104.
8. J. Villasenor, O. Buneman. Rigorous charge conservation for local electromagnetic field solvers. *Computer Physics Communications* 69(2) (1992) 306.
9. T. Umeda et al. A new charge conservation method in electromagnetic particle-in-cell simulations. *Computer Physics Communications* 156(1) (2003) 73.
10. K. Yee. Numerical solution of initial boundary value problems involving maxwell's equations in isotropic media *IEEE Transactions on Antennas and Propagation* 14 (1966) 302.

РОЗПОДІЛ ПАРАМЕТРІВ ПЛАЗМИ У ГЕЛІКОННОМУ РОЗРЯДІ З ПЛАНАРНОЮ АНТЕНОЮ

В. Ф. Вірко¹, Ю. В. Вірко¹, В. Ф. Семенюк²

¹ Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

² Інститут фізики НАН України, Київ, Україна

Геліконні індукційні ВЧ розряди мають високу ефективність і широко застосовуються в різних галузях. Для збудження їх часто використовується так звана «планарна» індукційна антена у вигляді плоскої спіралі, розміщеної за діелектричним вакуумним вікном в торці розрядної камери, що значно полегшує компоновку технологічного обладнання. У режимах, які використовуються в технологічних процесах, дослідження плазми таких розрядів ускладнюються через її значну концентрацію ($n \geq 2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$) та енерговміст (ВЧ потужність $W \geq 1 \text{ кВт}$). З цієї причини відомості про параметри плазми в таких режимах обмежені. За допомогою термоемісійного зонда досліджувалися радіальні розподіли потенціалу, температури і концентрації плазми в геліконному розряді, збуджуваному планарною антенною.

Досліди проводились у циліндричній кварцовій розрядній камері діаметром 14 см і довжиною 30 см, яка з одного боку була закрита плоским кварцовим вікном з планарною антенною. Протилежний край плазмового стовпа обмежувався кінцевим електродом («столиком»), який імітував оброблювану поверхню. Внутрішня поверхня кварцової камери могла бути прикрита провідним лайнером, сполученим з землею. У цьому випадку розряд відбувався у камері з провідною бічною стінкою. Розряд збуджувався в аргоні при тиску 0,65 Па, в магнітному полі 6 мТ та при ВЧ потужності 1 кВт на частоті 13,56 МГц. У цих умовах біля осі розряду, внаслідок випромінювання спектральних ліній іонізованого аргону, спостерігається блакитне осереддя – kern (явище, відоме як «blue core»-режим). У цьому режимі середня по перерізу концентрація плазми, виміряна у відсутності металевого лайнера за допомогою мікрохвильового інтерферометра, становила $n \sim 2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$. Потенціал плазми визначається за плаваючим потенціалом розжареного зонда.

На рис. 1, а зображено залежності потенціалу плазми ϕ_n і плаваючого потенціалу холодного зонда $U_{пл}$ від напруги на кінцевому електроді-столику $U_{ст}$ в діелектричній розрядній камері. Як видно, у камері з діелектричними стінками потенціал плазми зростає приблизно пропорційно напрузі зміщення $U_{ст}$ до величини $\phi_n \geq +40 \dots +50 \text{ В}$. При цьому електронний струм на столик обмежується через неможливість його замикання іонним струмом на ізолюючу стінку. У камері, стінка якої прикрита провідним лайнером (рис. 1, б) потенціал ϕ_n лишається обмеженим, а при збільшенні напруги на столику $U_{ст}$, внаслідок значного відбору електронів розряд стає нестійким і зривається. При від'ємних потенціалах кінцевого електрода у камері з провідною стінкою іонний струм на столик обмежується дифузиею електронів до стінки поперек магнітного поля.

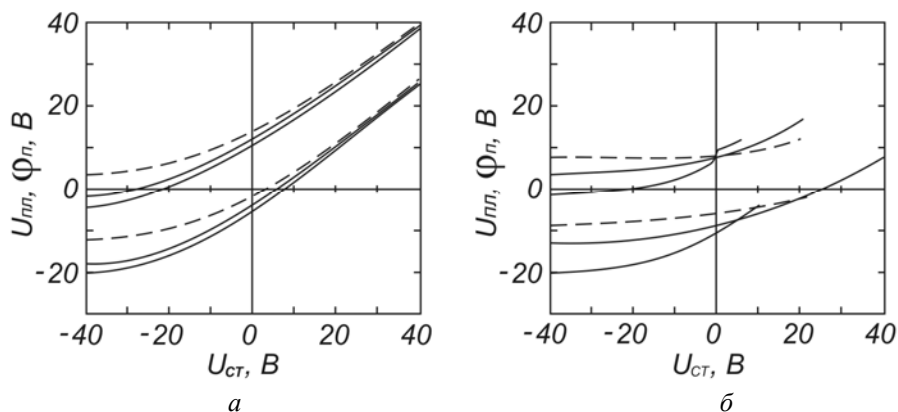


Рис. 1. а – Залежності плаваючого потенціалу розжареного (верхні криві ϕ_n) і холодного (нижні криві $U_{пл}$) емісійного зонду від напруги на кінцевому електроді-столику $U_{ст}$ в камері з діелектричною стінкою. Параметри розряду: $W = 1 \text{ кВт}$, $p_{\text{Ar}} = 0,65 \text{ Па}$. Магнітне поле: $B_0 = 1,8 \text{ мТ}$ (штрихові криві), $B_0 = 3 \text{ мТ}$ (суцільні криві) і $B_0 = 6 \text{ мТ}$ (нижні суцільні криві); радіус $r = 0$. б – Те саме, але в камері з провідною металевою стінкою.

Ці висновки підтверджуються вольт-амперними характеристиками кінцевого електрода. Встановлено, що в діелектричній камері, внаслідок неможливості компенсації струму на столик відповідним струмом на діелектричну стінку, протікання постійного струму обох напрямків зустрічає значний опір. В металевій камері іонний струм на провідну стінку не обмежений і при додатних потенціалах на столику електронний струм на нього різко зростає. Іонний струм на столик в цьому випадку обмежується дифузиею електронів до стінки поперек магнітного поля.

Радіальні розподіли потенціалу плазми і плаваючого потенціалу холодного зонда при розряді в діелектричній камері зображені на рис. 2. Видно, що при збільшенні магнітного поля потенціал плазми зменшується, а від'ємний потенціал плаваючого холодного зонда зростає. У цьому випадку заземлення кінцевого електрода, який у плаваючому режимі мав потенціал -13 В, істотно зменшувало як потенціал плазми, так і від'ємний потенціал плаваючого зонду (рис. 2, б). У металевій камері заземлення столика не впливало на величину і розподіл потенціалів.

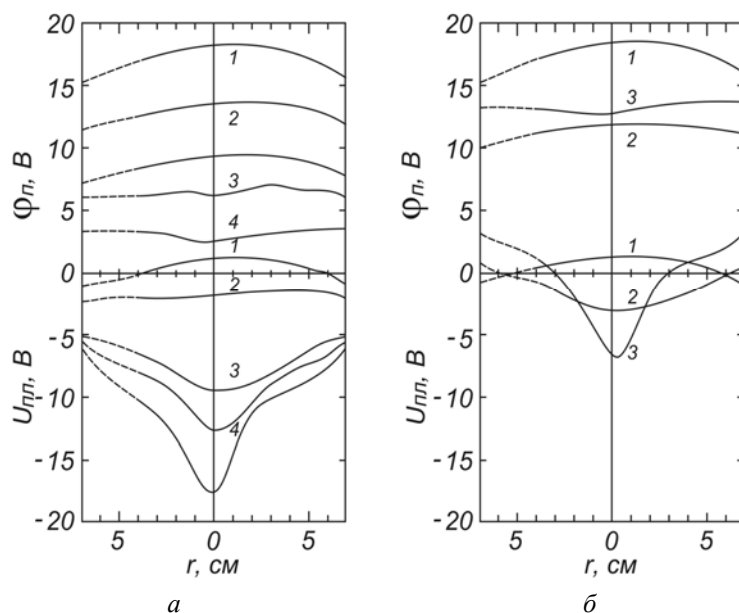


Рис. 2. Радіальні профілі потенціалу плазми Φ_n (верхні криві 1 – 4) і плаваючого потенціалу холодного зонда $U_{пл}$ (нижні криві 1 – 4) в кварцовій розрядній камері: *a* – столик під плаваючим потенціалом $U_{ст} = -13$ В; 1 – $B_0 = 0$; 2 – 0,6 мТ, 3 – 3 мТ, 4 – 6,6 мТ; *б* – столик заземлений $U_{ст} = 0$; 1 – $B_0 = 0,6$ мТ; 2 – 3 мТ, 3 – 6 мТ. ВЧ потужність $W = 1$ кВт.

Вимірювання радіальних розподілів електронної температури T_e при ВЧ потужності 1 кВт і магнітному полі 6 мТ показали, що незалежно від провідності стінок і потенціалу кінцевого електрода, температура в більшості об'єму плазми становить 3,5 ... 4 еВ, за винятком приосьової області, де в межах керну спостерігається її підвищення до ~ 5 еВ.

На рис. 3 показано розподіли іонного струму насичення на зонд, які відображають розподіл концентрації, при двох значеннях магнітного поля (*a*), а також відповідні радіальні профілі амплітуди ВЧ коливань потенціалу, виміряні шляхом включення в коло розжареного термозонда детекторного приймача на частоті 13,56 МГц (*б*). Як видно з рисунка, близьким значенням магнітного поля відповідають різні радіальні моди ВЧ поля геліконних хвиль, зміна яких супроводжується стрибком режиму розряду.

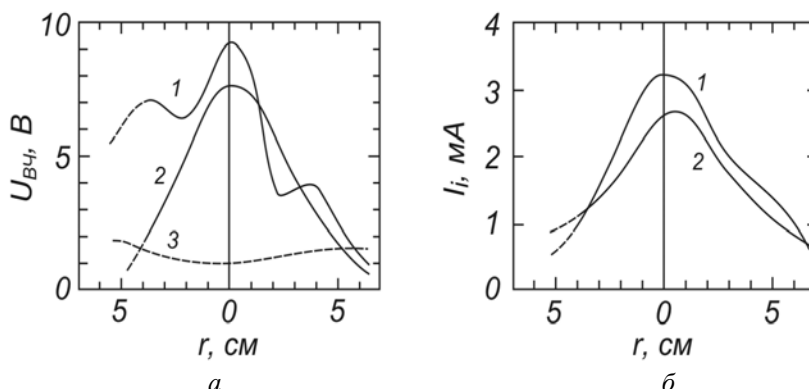


Рис. 3. Радіальні розподіли іонного струму насичення, який відображає розподіл концентрації плазми (*a*), та профілі амплітуди ВЧ коливань потенціалу (*б*) при $W = 1$ кВт і різних значеннях магнітного поля: 1 – $B_0 = 6$ мТ; 2 – $B_0 = 6,4$ мТ; 3 – $B_0 = 0$.

Таким чином, у режимі з «керном» радіальний розподіл концентрації виявляється суттєво неоднорідним і для використання в технологічних цілях потребує удосконалення.

1. V.F. Virko et al. Helicon Discharge Excited by a Planar Antenna in Bounded Volume. Problems of Atomic Science and Technology: Ser.: Plasma Physics 6(20) (2014) 130.

ВПЛИВ ВОДНЕВОЇ ПЛАЗМИ НА ФОТОЛЮМІНЕСЦЕНТНІ ХАРАКТЕРИСТИКИ КЕСТЕРИТОВИХ ФОТОЕЛЕКТРИЧНИХ АБСОРБЕРІВ ($\text{Cu}_2\text{ZnSnS}_4$)

В. В. Гладковський^{1,2}, Р. А. Редько^{3,4}, М. О. Семененко³, О. В. Гладковська¹

¹ Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

² Президія НАН України, Київ, Україна

³ Інститут фізики напівпровідників імені В. Є. Лашкарьова НАН України, Київ, Україна

⁴ Державний університет телекомунікацій, Київ, Україна

$\text{Cu}_2\text{ZnSnS}_4$ (CZTS) є перспективним матеріалом для створення дешевих та високоефективних тонкоплівкових фотоелектричних перетворювачів (ФП). CZTS характеризується прямою забороненою зоною, високим коефіцієнтом поглинання, відсутністю токсичних компонентів при його виготовленні, які широко поширені в земній корі, є технологічними та економічно ефективними.

За останні кілька років дослідники зосередилися на розробці таких матеріалів, використовуючи вакуумні [1] або невакуумні методи [2]. Найкращої ефективності в роботі ФП було досягнуто на основі CZTS(Se) з коефіцієнтом корисного перетворення енергії до 12,6 % [3]. У той же час ефективність таких плівок досить сильно залежить від стану поверхні, тому вкрай важливо виготовляти високоякісні плівки з хорошою однорідністю без вторинних фаз. Щоб підвищити ефективність пристроїв на основі кестериту, необхідно зрозуміти ряд механізмів, які спостерігаються в процесі росту таких плівок. Метою даної роботи є дослідження особливостей впливу водневої плазми, яка генерується в керованих магнітних полях на фотолюмінесцентні характеристики абсорберів ФП CZTS, вирощених при різних тисках сульфурізації.

Фотолюмінесценція (ФЛ) достатньо широко використовується як інформативний метод виявлення центрів випромінювальної/безвипромінювальної рекомбінації. Для напівпровідникових тонких плівок типу CZTS призначених для сонячної енергетики важливими є високі показники інтенсивності випромінювальної рекомбінації та, відповідно, пошук методів зниження каналу безвипромінювальної рекомбінації шляхом пасивації обірваних зв'язків, зниження Оже-рекомбінації та зменшення концентрації глибоких центрів безвипромінювальної рекомбінації, які неодмінно з'являються при їхньому виготовленні. Основними проблемами, які виникають при виготовленні плівок, є наявність первинних значних внутрішніх механічних напружень, а також обірваних зв'язків, що призводить до зростання впливу дефектів на порушення транспортних властивостей плівок. Ефективним способом подолання цієї проблеми є пасивації обірваних зв'язків атомами малого діаметра, наприклад, шляхом додавання до структури атомного водню. Завдяки високій реакційній активності водень приєднується до обірваних зв'язків, що призводить до значного зниження їхньої концентрації [4].

Плазмова обробка CZTS відбувалася у плазмохімічному реакторі (ПХР) планарної геометрії з магнітним полем, яке орієнтовано паралельно поверхні ВЧ електродів. Реактор складається із прямокутного корпусу довжиною 465 мм та висотою 80 мм, виготовленого з немагнітної нержавіючої сталі 12X18H10T. Плазма генерується у потоці водню (H_2) між активним і заземленим електродами (діаметрами 200 і 110 мм) високочастотною напругою при частоті 13,56 МГц. Напуск робочого газу в розрядний простір камери здійснюється через системи напуску газу (три незалежних канали), паралельно до поверхні ВЧ електродів, що дає можливість крім водню вводити інші гази в розрядну систему. Введення додаткового газу під час обробки може дати змогу проводити легування тонких плівок, що в свою чергу дасть змогу керувати транспортними властивостями тонкоплівкових абсорберів для ФП, і позитивно впливатиме на їхню ефективність.

При обробці CZTS використовували кероване магнітне поле пробкової конфігурації. Дана конфігурація дає змогу збільшувати щільність плазми, а також зменшити її неоднорідність в центрі ПХР, яка може виникати внаслідок дрейфової нестійкості. Ще однією з переваг використання керованих магнітних полів в процесах обробки матеріалів є можливість керувати напругою зміщення (енергією хімічно активних іонів) при всіх інших незмінних параметрах розряду. Механізм зменшення напруги автозміщення обумовлений ефектом «замагнічування» електронів, який відіграє головну роль у зменшенні їхньої дифузії на поверхню електродів. Низька енергія хімічно активних іонів необхідна для мінімізації розпорошення та радіаційних пошкоджень поверхні $\text{Cu}_2\text{ZnSnS}_4$, внаслідок іонного бомбардування [5].

Параметри обробки: $I_p = 2$ А, $W = 150$ Вт (вихідна потужність ВЧ генератора) $P = 0,08$ мБар, $H \approx 1,2 \cdot 10^4$ А/м, $U_{зм} = 60$ В, $\Delta t = 10$ хв. Для обробки використовувався особливо чистий водень з чистотою 99,9999 %. Відбита потужність не перевищувала 5 Вт. Були оброблені дослідні зразки з плів-

ками $\text{Cu}_2\text{ZnSnS}_4$, отриманими при різних тисках сульфуризації: 950, 460 та 50 мБар (А, Б і С відповідно) [1].

Дослідження ФЛ проводилися при кімнатній температурі в діапазоні довжин хвиль 550 - 1300 нм з використанням спектрометра Perkin-Elmer LS55 PL з роздільною здатністю 0,5 нм. Для збудження фотолюмінесценції використовували джерелом збудження з довжиною хвилі 500 нм і потужністю 5 мкВт/см².

Результати плазмової обробки досліджуваних зразків демонструють досить цікаві особливості інтенсивності широких смуг близько 900 нм. Для зразків А і С спостерігається зменшення інтенсивності (~ 50 і ~ 30 % відповідно), а для зразка С – збільшення (~ 45 %). Ці особливості можуть свідчити про пасивацію обірваних хімічних зв'язків при обробці зразка С, що призводить до зменшення поверхневих центрів безвипромінювальної рекомбінації та, відповідно, до збільшення інтенсивності ФЛ. У той же час в зразках А і С ми бачимо інший ефект: плазмова обробка призводить до збільшення поверхневих нерадіаційних центрів і зниження інтенсивності ФЛ. Такі різні експериментальні результати, ймовірно, пов'язані з різними вихідними дефектними станами поверхонь досліджуваних зразків. Різні стани поверхні обумовлюються різними тисками на етапі сульфуризації плівок. Можна припустити, що зразки А і Б не мають обірваних зв'язків (або ж їхня кількість достатньо невелика), тому відсутні об'єкти для пасивації, і обробка водневою плазмою призводить до утворення Н-кластерів на поверхні напівпровідника, які можуть бути ефективними нерадіаційними центрами. У той же час при тиску 50 мБар при вирощуванні плівки утворюється багато обірваних зв'язків. Таким чином, обробка Н-плазмою призводить до пасивації цих зв'язків, та зростання інтенсивності ФЛ.

1. I.S. Babichuk et al. *Solar Energy Materials and Solar Cells* 200 (2019) 109915.
2. K. Wang et al. *Applied Physics Letters* 97 (2010) 143508.
3. W. Wang et al. *Adv. Energy Mater* 4 (2014) 1301465.
4. M.O. Semenenko et al. *Nanoscale Research Letters* 12 (2017) 408.
5. V.V. Hladkovskiy et al. *Problems of Atomic Science and Technology* 1 (2015) 156.

МОДЕЛЮВАННЯ РОЗПОДІЛІВ ВТРАТ ШВИДКИХ ІОНІВ НА ФАРАДЕЇВСЬКИХ ДЕТЕКТОРАХ У ТОКАМАЦІ ЖЕТ

В. Я. Голобородько

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

У доповіді представлено числовий код, що розроблений для аналізу експериментальних даних, отримуваних на токамаці-реакторі ЖЕТ за допомогою Фарадеївських детекторів. Ці детектори розміщені на п'яти пілонах по три на кожному на зовнішньому обводі тора нижче екваторіальної площини. Конструкція детекторів, встановлених на кожному пілоні, представлена на рис. 1.

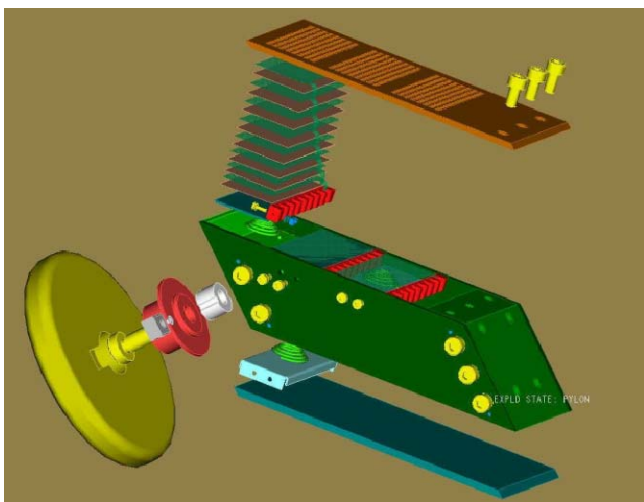


Рис. 1. Схематичне зображення пілону з банками Фарадея. Коричневим кольором показано нікелеві фольги, синім – слюдяні пластини між ними, жовтим – захисна пластина. Коричневим кольором також показана ебонітова кришка з отворами для проникнення швидких іонів, що втрачаються.

Кожний Фарадеївський детектор складається з набору нікелевих фольг зі слюдяними прошарками між ними. Це дає змогу вимірювати струми, що генеруються втрачуваними швидкими іонами з різними енергіями, бо струм в кожній фользі відповідає потоку іонів в певному діапазоні енергій для даного типу швидких іонів. Кожний детектор накрито непровідною пластиною, в якій зроблено 17×8 отворів, крізь які швидкі іони потрапляють на фольги. Також кожний пілон обладнаний захисним екраном для протидії тепловим потокам основної плазми. Розроблений числовий код враховує реальну геометрію всіх Фарадеївських детекторів, їхнє положення та орієнтацію у просторі на токамаці-реакторі ЖЕТ. Код також враховує геометрію та розташування широких полюдних лімітерів всередині камери токамака ЖЕТ, як зображено на рис. 2. Робота коду базується на зворотному в часі інтегруванні траєкторій пучків орбіт, що виходять з кожного отвору на всіх детекторах та пілонах. Як приклад одиночна орбіта зображена на рис. 2 та збільшено на рис. 3.



Рис. 2. Числова реконструкція положення та орієнтації Фарадеївських детекторів в токамаці ЖЕТ. Зображено також положення полюдних лімітерів та одиночну траєкторію.

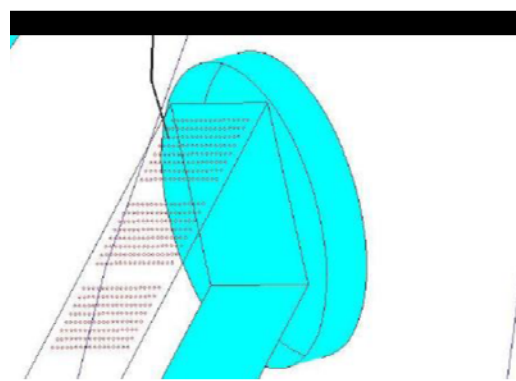
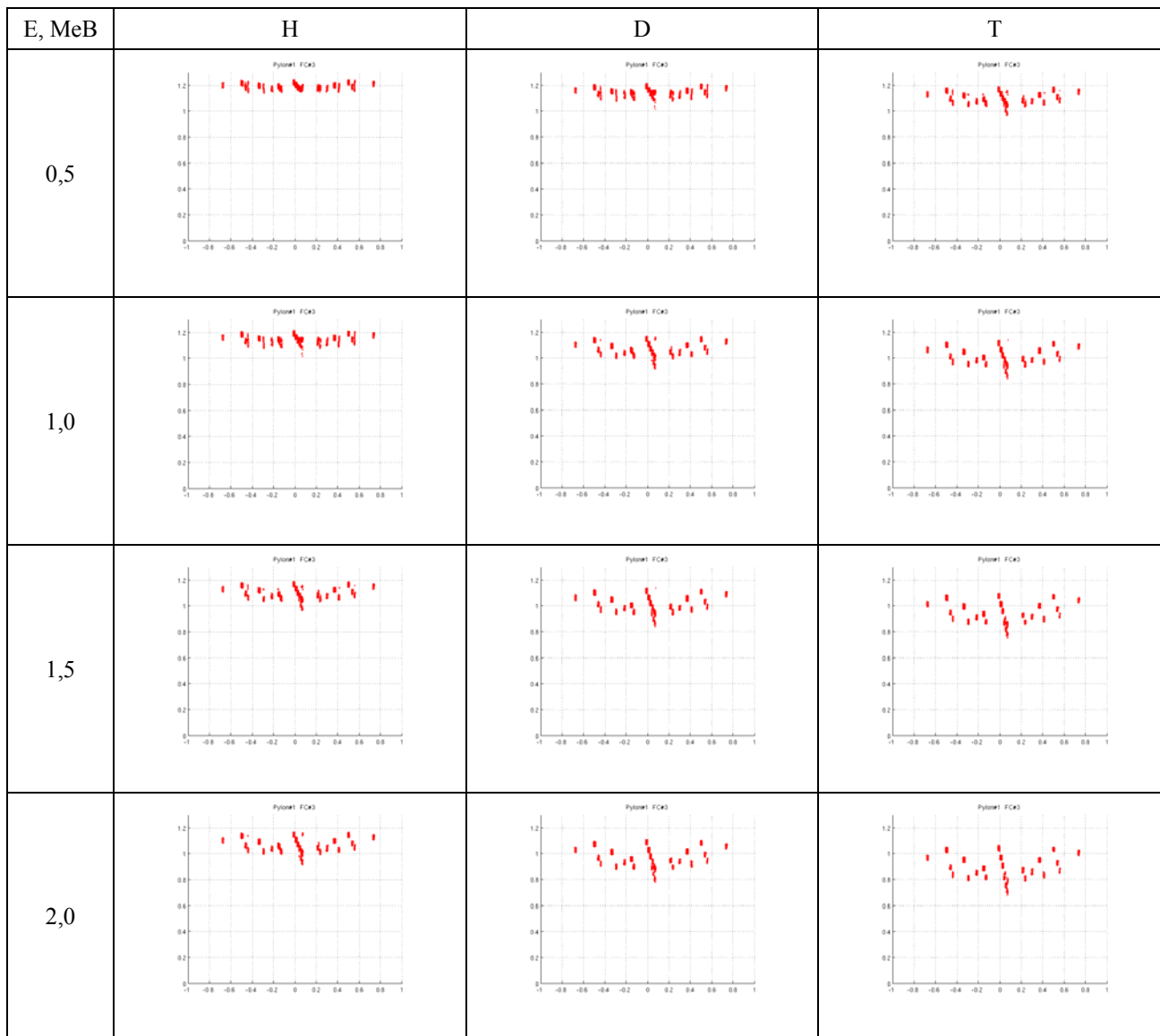


Рис. 3. Збільшене зображення третього пілону з отворами в верхній кришці та з одиночною траєкторією.

Якщо відомо розподіл джерела швидких іонів в плазмі, то, інтегруючи його по траєкторіях, можна отримати потоки на детектори та струми, що мають генеруватися в фольгах. З іншого боку, якщо виміряно струми в фольгах, то можна якісно поновити розподіл джерела іонів. У той же час постає

питання про тип іонів, що втрачаються, бо зазвичай в плазмі можуть бути присутні різні типи швидких іонів. Для вирішення цього питання можна провести якісний аналіз, відкладаючи залежність мінімального тороїдного потоку вздовж траєкторій від початкового пітч-кута на детекторі для різних типів іонів. Деякі результати таких розрахунків представлені на рисунках у таблиці для розряду #96482, $t = 52,4$ с, Pylon = 1, FC = 3.

Залежність мінімальних вздовж траєкторій значень кореня з нормованого тороїдного потоку від початкового пітч-кута для різних типів швидких іонів при різних енергіях у розряді #96482, $t = 52,4$ с на третьому детекторі Фарадея, що розташовано на першому пілоні



З цих рисунків видно, що траєкторії з мінімальним потоком (червоні точки), більшим за одиницю, не потрапляють в плазму, стикаючись з елементами конструкції. Тіж тректорії, на яких мінімальний потік менший за одиницю, потрапляють в плазму та генерують струм у фольгах. Чим більше таких траєкторій, тим більший струм генерується даним сортом швидких іонів. Даний код використовувався при аналізі втрат швидких іонів на токамаці JET, зокрема при вивченні впливу МГД-збурень на втрати швидких іонів в роботах [1, 2].

Автор висловлює подяку за підтримку роботи науковцям V. Kiptily (CCFE) та P. Bonfiglio (PPPL).

1. V.G. Kiptily et al. Nucl. Fusion 58(1) (2018) 114003.
2. V. Kiptily, P. Bonfiglio, V. Goloborodko. Fast ion losses in high performance baseline discharges. M18-01 meeting, 11 Feb. 2020, CCFE, Culham, UK.

ДО САМОУЗГОДЖЕНОЇ ТЕОРІЇ ЕЛЕКТРОНА

А. А. Гурин

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Несингулярна модель електрона, розглянута нижче, ґрунтується на ототожненні закону збереження електричного заряду для електромагнітного поля, створюваного електроном, та рівняння безперервності для густини ймовірності, що визначається біспінором Дірака ψ :

$$i\hbar\partial_t\psi = H\psi, \quad H = e\varphi + \boldsymbol{\alpha} \cdot \mathbf{P} - \varepsilon_0\gamma_0, \quad \mathbf{P} = -i\hbar\nabla - e\mathbf{A} \quad (1)$$

$$\partial_t\rho + \operatorname{div}\mathbf{j} = 0, \quad \rho = \bar{\psi}\psi, \quad \mathbf{j} = c\bar{\psi}\boldsymbol{\alpha}\psi.$$

Такий підхід породжується висновком, який можна зробити з аналізу рівняння Дірака у формі, що дає квантове узагальнення скалярного рівняння Клейна - Гордона [1, 2]:

$$[K + \hbar c\boldsymbol{\alpha} \cdot (\mathbf{i}\mathbf{H} - i\mathbf{E})]\psi = 0, \quad K = (i\hbar\partial_t - e\varphi)^2 - \mathbf{P}^2 - \varepsilon_0^2, \quad (2)$$

де $\boldsymbol{\alpha} = \boldsymbol{\gamma}\gamma_0$, $\mathbf{i} = -i\gamma_0\boldsymbol{\gamma}_1\boldsymbol{\gamma}_2\boldsymbol{\gamma}_3 - 4 \times 4$ -матриці в теорії Дірака, $\varepsilon_0 = mc^2$. Поля \mathbf{E}, \mathbf{H} визначаються своїми потенціалами звичайним чином, самоузгодженість постулюємо формулами $\square\varphi = -4\pi e\rho$, $\square\mathbf{A} = -4\pi e\mathbf{j}/c$ та рівняннями (1). Система (2) також породжує рівняння безперервності, яке можна трактувати як закон збереження енергії з погляду його розмірності:

$$\partial_t[\hbar(\bar{\psi}\partial_t\psi - \bar{\psi}\partial_t\psi) + e\varphi\rho] - c\nabla \cdot [\hbar c(\bar{\psi}\nabla\psi - \bar{\psi}\nabla\psi) + e\mathbf{A}\rho] / 2i = e\mathbf{E} \cdot \mathbf{j}. \quad (3)$$

На відміну від законів збереження заряду (1), у рівнянні (2) присутня права частина, яка має смисл джерела енергії, породжуваної електричним полем та просторово розподіленим струмом електрона $e\mathbf{j} = e c\bar{\psi}\boldsymbol{\alpha}\psi$. Таке ж джерело присутнє в законі збереження електромагнітної енергії в рівняннях Максвелла, до яких воно входить з протилежним знаком. Таким чином, у замкненій системі «електрон + власне поле» закон збереження енергії набуває вигляду, де зовнішніх витоків енергії немає:

$$\partial_t \left\{ \frac{1}{8\pi} (H^2 + E^2) - \frac{\hbar}{2i} (\bar{\psi}\partial_t\psi - \bar{\psi}\partial_t\psi) - e\varphi\rho \right\} +$$

$$+ c \operatorname{div} \left\{ \frac{1}{4\pi} \mathbf{E} \times \mathbf{H} + \frac{\hbar c}{2i} (\bar{\psi}\nabla\psi - \bar{\psi}\nabla\psi) - e\mathbf{A}\rho \right\} = 0. \quad (4)$$

Рівняння (2) подвоює з 8 до 16 число дійсних параметрів Дірака. Ця проблема розв'язується переходом до спінорів ψ_{\pm} , які визначаються через спінорні складові ψ_1, ψ_2 біспінора ψ : $\psi_{\pm} = \psi_1 \pm \psi_2$. Ця процедура розщеплює рівняння (3) на два незалежні спінорні рівняння другого порядку:

$$[K - i c e \hbar \boldsymbol{\sigma} \cdot (\pm \mathbf{E} + i\mathbf{H})] \psi_{\pm} = 0, \quad (5)$$

де $\boldsymbol{\sigma} = (\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z)$ – дворядні матриці Паулі. Можна показати, що рівняння (5) для ψ_+ , ψ_- формують еквівалентні задачі, які у стаціонарному представленні $\psi = \exp\{-i\epsilon t / \hbar\} \Psi(\mathbf{r})$ визначають спільне число ϵ . Кожний з розв'язків вичерпує проблему, тому можна обмежитись розглядом одного з них. Але при цьому $\psi_+ \neq \psi_-$, що обумовлює включення власного магнітного поля в самоузгоджену модель електрона. Не виключаючи такої можливості, нижче наведемо спрощену модель, у якій магнітне поле не є визначальним.

У квантовій релятивістській теорії наявність магнітного моменту електрона пояснюється необхідністю додавання спінової складової до механічного моменту як умови його збереження. Для системи, симетричної щодо поворотів навколо довільної осі, механічний момент визначається формулою, в якій ігнорується магнітний потенціал \mathbf{A} :

$$\mathbf{M} = \mathbf{r} \times \mathbf{p} + \frac{\hbar}{2} \boldsymbol{\alpha}, \quad \mathbf{p} = -i\hbar\nabla. \quad (6)$$

Застосування гамільтоніана H для перевірки анігіляції скобок Пуасона, $[M_\kappa, H]$, не позначається на структурі рівняння Дірака, яке успішно застосовується в задачах із заданими зовні полями. Вважається, що створена Діраком теорія пристосована виключно для міжчастинкової взаємодії [3]. Але проблеми сингулярності власного електронного поля залишають актуальними дослідження польових несингулярних централізованих структур [4]. Можна думати, що проблема невизначеності структури електрона є наслідком того, що теорія Дірака торкається електрона як ізольованої системи тільки визначенням повного моменту (6), яке має пояснювальний характер. Перепишемо цю формулу у сферичних координатах r, θ, ϕ , застосовуючи триплет $\mathbf{e}_r, \mathbf{e}_\theta, \mathbf{e}_\phi$:

$$\mathbf{M} = \mathbf{r} \times (\mathbf{p} + \mathbf{p}_s) + \frac{\hbar}{2} i \alpha_r \mathbf{e}_r, \quad \mathbf{p}_s = \frac{\hbar}{2r} i \boldsymbol{\alpha} \times \mathbf{e}_r = \frac{\hbar}{2r} i (\alpha_\phi \mathbf{e}_\theta - \alpha_\theta \mathbf{e}_\phi). \quad (7)$$

Оператор $\mathbf{p} + \mathbf{p}_s$ можна розглядати як узагальнений оператор імпульсу \mathbf{P} для центрально симетричної електростатичної моделі електрона, припускаючи, що складова \mathbf{p}_s відіграє роль магнітного потенціалу \mathbf{A} для ізольованого електрона, при цьому $\text{div} \mathbf{A} = 0$. Це припущення відповідає загальній вимозі використання узагальненого імпульсу у формулах електродинаміки, у тому числі для магнітного моменту електрона. Сингулярність, яка вноситься коефіцієнтом $1/r$ у формулі (7) присутня і в операторі Гамільтона, де внесок узагальненого імпульсу набуває вигляду:

$$\boldsymbol{\alpha} \cdot \mathbf{P} = \boldsymbol{\alpha} \cdot \left(\mathbf{p} + \frac{\hbar}{2r} i \boldsymbol{\alpha} \times \mathbf{e}_r \right) = \boldsymbol{\alpha} \cdot \mathbf{p} + \frac{\hbar}{2r} i (\alpha_\theta \alpha_\phi - \alpha_\phi \alpha_\theta) = -i \hbar \boldsymbol{\alpha} \cdot \left(\nabla - \frac{1}{r} \mathbf{e}_r \right), \quad (8)$$

що дає змогу позбутися сингулярності біспінорного поля.

Найпростіше представлення електростатичної електронної моделі досягається використанням гіперкомплексних чисел бікватерніонів замість біспінорів або кватерніонів замість спінорів у кожному з рівнянь (5). Достатньо скористатися підстановкою [5]

$$\Psi = W \sigma_0, \quad W = (w_0 + i \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{w}), \quad \sigma_0 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad (9)$$

де кватерніон W визначається в полі дійсних чисел. У центрально симетричному наближенні векторне поле \mathbf{w} можна вважати радіальним: $\mathbf{w} = \mathbf{e}_r w_r(r)$. Модифікуючи оператор K , запишемо остаточні рівняння, наприклад для компонент w_{0+}, w_{r+} у комптонівській шкалі $r \rightarrow \kappa r$, $\phi \rightarrow \phi / \epsilon \kappa$, $\epsilon \rightarrow \epsilon / \epsilon_0$, де $\kappa = mc / \hbar$, $\delta_e = e^2 / c \hbar$:

$$\left\{ \begin{array}{l} \left[(\epsilon - \delta_e \phi)^2 + \Delta - 2r^{-1} \nabla_r - 1 \right] w_{0+} - \delta_e \phi' w_{r+} = 0 \\ \left[(\epsilon - \delta_e \phi)^2 + \Delta - 2r^{-1} \nabla_r - 2r^{-2} - 1 \right] w_{r+} + \delta_e \phi' w_{0+} = 0 \end{array} \right\} \Delta \phi = -4\pi (w_0^2 + w_r^2). \quad (10)$$

Ця однорідна система формулює квазілінійну задачу, у якій параметр ϵ визначається стандартною вимогою існування повного розв'язку; вона подібна до лінійних рівнянь теорії атома водню. Поведінка радіальних функцій в центрі ($r \rightarrow 0$) визначається умовою анігіляції сингулярних операторів асимптотую $w \sim r^s$, $s > 0$. Для w_r одержуємо: $(\Delta - 2r^{-1} \nabla_r - 2r^{-2}) r^s = 0$ та $s = 2$; для w_0 – теж позитивну відповідь: $(\Delta - 2r^{-1} \nabla_r) r^s = 0$, $s = 1$. Тобто спінори не сингулярні. При $r \rightarrow \infty$ амплітуди експоненціально малі, якщо $\epsilon^2 < 1$.

Асимптотичний аналіз доводить несингулярність електронного поля, його локалізацію в межах комптонівського радіуса. Остаточним виправданням запропонованого евристичного підходу буде чисельний розв'язок рівнянь (10) та перевірка величини інтегральної енергії $\epsilon + \int d\mathbf{r} E^2 / 8\pi$; ця величина має бути близькою до 1 – енергії спокою електрона.

1. П.А. Дірак. *Принципы квантовой механики* (Москва, 1960).
2. R.P. Feynman, M. Gell-Mann. *Phys. Rev.* 109(1) (1958) 193.
3. А.И. Ахиезер, В.Б. Берестецкий. *Квантовая электродинамика* (Москва, 1981).
4. Р. Фейнман, Р. Лейтон, М. Сэндс. *Фейнмановские лекции по физике*. Т. 6 (Москва, 1966).
5. Г. Казанова. *Векторная алгебра* (Москва, 1979).

ЗБІЛЬШЕННЯ ПОТУЖНОСТІ D-T РЕАКЦІЇ МІЖ СТРУМЕНЕМ ТА ПЛАЗМОЮ ЗАВДЯКИ ЩРН

Я. І. Колесниченко, В. В. Луценко

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Термоядерний реактор має забезпечувати достатньо високий коефіцієнт енергетичного виграшу (добротність), $Q > Q_{кр}$, з $Q_{кр} \gg 1$ ($Q_{кр} > 10$ для дейтерій-тритієвого пального). Інакше вироблена термоядерна енергія буде недостатньою для практичного використання. Це накладає обмеження на густину, температуру (T) та час утримання енергії (τ_E) плазми, які мають бути достатньо великими ($nT\tau_E > 8 \cdot 10^{21}$ кеВ \cdot с \cdot м $^{-3}$ для займання реакції, тобто для $Q = \infty$ [1]). Коли це обмеження задовольняється лише мінімально або майже задовольняється (тобто Q є близьким до $Q_{кр}$), достатньо трохи збільшити енергетичний виграш, щоб отримати потрібне значення Q . З іншого боку, порівняно невелике збільшення потужності є важливим також і для реактора з високим Q , навіть для реактора із займанням реакції. Дійсно, якщо б, наприклад, потужність реактора на 1 Гвт збільшити на 10 %, то додатково отримаємо 100 МВт безкоштовно.

Щоб уникнути обмеження на параметри плазми, на початковій стадії термоядерних досліджень було запропоновано використовувати реакцію між іонами пучка та плазмової мішені. Проте розрахунки показали, що це дає $Q \sim 1$ для D-T реакції [2]. Інша ідея полягала у створенні «гібридного реактора», у якому брак енергії реакцій синтезу при $Q > Q_{кр}$, компенсується енерговиділенням при реакціях ділення ядер, а термоядерні нейтрони використовуються для вироблення пального для атомних реакторів тощо [3, 4]. Проте ця ідея має свої істотні вади. Тому наразі взято курс на реалізацію класичної схеми із застосуванням термоядерної реакції у плазмі з рівноважним (максвелівським) розподілом по швидкостях. Саме це має бути реалізовано в ІТЕР та ДЕМО. Але з іншого боку, максвелівський розподіл не забезпечує максимально можливого енергетичного виграшу. Прості оцінки показують, що швидкість DT-реакції можна значно підвищити порівняно з максимальною швидкістю у максвелівській плазмі. Наприклад, добуток $\sigma(V_m) \cdot V_m$, (σ - переріз реакції, V_m - швидкість дейтрона, при якій σ є максимальним) перевищує максимальний добуток $\langle \sigma V \rangle_{\max}^{\maxwell} = 9 \cdot 10^{-16}$ см 3 с $^{-1}$ ($\langle \dots \rangle$ означає усереднення з максвелівським розподілом) у 1,8 разів. Зроблена оцінка демонструє потенційну можливість істотно підвищити швидкість D-T реакції, використовуючи нерівноважну функцію розподілу палива.

У цій роботі розглянуто енерговихід D-T реакції у системі струмів-плазма. Як було зазначено вище, у такій системі при інжекції енергійних нейтральних атомів, добротність не перевищує $Q \sim 1$. При цьому функція розподілу струменю по енергіях є $F(\mathcal{E}) \sim (\mathcal{E}^{3/2} + \mathcal{E}_c^{3/2})^{-1}$, де $\mathcal{E}_c \sim (M_i / M_e)^{1/3} T_e$, T – температура, M – маса частинки, нижні індекси e, i відносяться до електронів і іонів відповідно, $T \ll \mathcal{E} \leq \mathcal{E}_\alpha$, \mathcal{E}_α – енергія інжекттованих іонів. За допомогою ВЧ-поля можна змінити залежність F від \mathcal{E} та збільшити енергію іонів. Тим самим зміняться енерговихід та добротність реактора. Саме це й буде досліджено нижче у припущенні, що антена генерує хвилі з частотою, близькою до іонної циклотронної або її гармоніки, тобто припускається, що здійснюється іонне циклотронне резонансне нагрівання (ЩРН) плазми.

Враховуючи, що швидкість реакції є $\mathcal{R} = \int d^3V_1 d^3V_2 F_1(V_1) F_2(V_2) \sigma(|\mathbf{V}_1 - \mathbf{V}_2|) |\mathbf{V}_1 - \mathbf{V}_2|$ можна отримати:

$$v_{fus} \equiv \frac{\mathcal{R}^{RF}}{\mathcal{R}^{NBI}} = \frac{\int_0^\infty d\mathcal{E} \sqrt{\mathcal{E}} \sigma(\mathcal{E}) \int_0^\infty dy y (e^{-(y-x)^2} - e^{-(y+x)^2}) F_b^{RF}(V_T y)}{\int_0^\infty d\mathcal{E} \sqrt{\mathcal{E}} \sigma(\mathcal{E}) \int_0^\infty dy y (e^{-(y-x)^2} - e^{-(y+x)^2}) F_b^{NBI}(V_T y)}$$

\mathcal{R}^{RF} – швидкість реакції синтезу струмів – максвелівська плазма, коли струмінь утворюється спіль-

ною дією нейтральної інжекції (NBI) й ВЧ-поля, \mathcal{R}^{NBI} – те саме, але коли є лише інжекція; $F_b = F_b(V)$ – функція розподілу іонів струменю, $y = V/V_T$, $V_T = \sqrt{2T/M_i}$ – теплова швидкість іонів плазми, $\sigma(\mathcal{E})$ – переріз реакції синтезу в системі центра мас.

Функція розподілу струменю визначається рівнянням:

$$\frac{\partial F}{\partial t} = C(F) + Q(F) + I \frac{\delta(V - V_\alpha)}{4\pi V_\alpha^2}, \quad (1)$$

де $C(F)$ – оператор кулонівських зіткнень, який описує гальмування інжекттованих іонів, $Q(F)$ – оператор квазілінійної дифузії, який залежить від амплітуд згенерованих хвиль. Останній член у рівнянні – джерело іонів, $V_\alpha = 2E_\alpha / M_\alpha$.

Використовуючи $Q(F)$, було знайдено, що відношення потужності ВЧ-поля до потужності нейтральної інжекції, P_{rf} / P_{NBI} , можна пов'язати з кількістю резонансних частинок, n_{res} , які взаємодіють з ВЧ-полем:

$$\frac{P_{rf}}{P_{NBI}} = \frac{3}{2} \frac{T_q}{E_\alpha} \tilde{n}_{res},$$

де $\tilde{n}_{res} = \int_{\tilde{E}_0}^{\tilde{E}_\alpha} d\tilde{E} \sqrt{\tilde{E}} \hat{F}$ – нормована густина резонансних частинок, $\tilde{E} = E / E_\alpha$, $\hat{F} = 4\pi F_b V_\alpha^3 / I \tau_s$, $T_q = M_b D \tau_s$, D – коефіцієнт квазілінійної дифузії. τ_s – час кулонівського гальмування іонів.

У роботі отримано вираз для $F_b(\mathcal{E})$ і обчислено v_{fus} та відповідне P_{rf} / P_{NBI} для різних сценаріїв ІЦРН при інжекції енергійних дейтронів у токамаку з параметрами, близькими до JET. Знайдено режими зі значним підсиленням D-T реакції при ІЦРН з прийнятним відношенням P_{rf} / P_{NBI} .

1. *Fusion Physics*. Ed. by M. Kikuchi, K. Lackner, M.Q. Tran (Vienna, IAEA, 2012).
2. J.M. Dawson, H.P. Furth, F.H. Tenney. *Phys. Rev. Lett.* 26 (1971) 1156.
3. L.M. Lidsky. In: *Nucl. Fusion Reactor Conference Proc.* (Culham, 1970) p. 41.
4. Ya.I. Kolesnichenko, S.N. Reznik. *Nuclear Fusion* 14 (1974) 114.

ШЛЯХИ КВАЗІЛІНІЙНОЇ ЕВОЛЮЦІЇ ПРИ ІОННОМУ ЦИКЛОТРОННОМУ НАГРІВІ ПЛАЗМИ

Я. І. Колесниченко, В. В. Луценко, Т. С. Руденко

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Отримано рівняння квазілінійної теорії плазми [1]. Воно базується на тих же припущеннях, як і відоме рівняння роботи [2]. Проте воно має іншу форму квазілінійного оператора, яка не містить повздовжнього хвильового числа. Завдяки цьому характеристики отриманого рівняння визначають шлях квазілінійної еволюції функції розподілу частинок навіть тоді, коли резонансна область, що визначається спектром повздовжніх хвильових чисел, є широкою. Продемонстровано, що (i) під час іонного циклотронного нагріву плазми (ICRH) зміна повздовжньої енергії іонів може бути значною, (ii) збільшення енергії частинок може значно перевищувати збільшення, що визначається характеристиками рівняння роботи [2] (які наведено, зокрема, у книгах [3, 4]), оскільки останні є придатними лише коли резонансна область є вузькою.

Виведене рівняння узагальнено для тороїдальної плазми. Вивчено 3-D шляхи квазілінійної еволюції функції розподілу під час іонного циклотронного нагріву з аномальним доплерівським зсувом (ICRH-D), що є узагальненням 2-D аналізу роботи [5]. Шляхи квазілінійної еволюції функції розподілу частинок в просторі $(\varepsilon, \lambda, P_\varphi)$ визначаються рівнянням:

$$\left(\varepsilon \frac{\partial}{\partial \varepsilon} + (\lambda_l - \lambda) \frac{\partial}{\partial \lambda} - \frac{n\varepsilon}{\omega} \frac{\partial}{\partial P_\varphi} \right) F = 0, \quad (1)$$

де $P_\varphi = M v_{\parallel} R - \frac{e}{c} \psi_p$ – канонічний кутовий момент імпульсу, $\psi_p = 0,5 \bar{B} q^{-1} a^2 \psi$, $\psi = r^2 / a^2$, $\lambda = \mu \bar{B} / \varepsilon$ – пітч-кутовий параметр, $\lambda_l = l \lambda_* = l \bar{\omega}_B / \omega$, \bar{B} – усереднене магнітне поле на магнітній осі, n – тороїдальне модове число. Характеристики цього диференціального рівняння визначаються наступними рівняннями:

$$\begin{cases} nd\varepsilon = -\omega dP_\varphi \\ \frac{d\varepsilon}{\varepsilon} = \frac{d\lambda}{\lambda_l - \lambda} \end{cases}. \quad (2)$$

При аналізі рівняння (2) для захоплених частинок зручно розглядати рух точки на орбіті частинки, в якій повздовжня швидкість дорівнює нулю ($v_{\parallel} = 0$). В такому випадку:

$$dP_\varphi = -\frac{e}{c} d\hat{\psi}_p, \quad (3)$$

де $\hat{\psi}_p = \psi_p (v_{\parallel} = 0)$. Підставивши (3) в (2), перепишемо:

$$d\hat{\psi}_p = \frac{cn}{e\omega} d\varepsilon. \quad (4)$$

Це так званий «пінч ефект» [6]. Тобто, зміна енергії частинки призводить до її радіального зміщення і воно визначається тороїдальним модовим числом. Орбіта частинки буде зміщуватись всередину при $n < 0$ та назовні при $n > 0$. Для того щоб зрозуміти, як змінюється пітч-кутовий параметр із зміщенням частинки, за допомогою другого рівняння з (2) перепишемо (4) у змінних (ψ, λ) , що дає:

$$\frac{d\psi}{d\lambda} = -\sigma_n C_\psi \frac{\lambda_0 - \lambda}{(\lambda - \lambda_l)^2}, \quad (5)$$

де $C_\psi = \langle q \rangle |n| \lambda_* \rho_0^2 / a^2$, σ_n – знак n , $\rho_0 = v / \bar{\omega}_B$. Тобто, зміщення частинки призводить до зміни пітч-кутового параметра, а це в свою чергу може призвести до того, що частинка стане пролітною.

При аналізі (2) для пролітних частинок, зафіксуємо точку на орбіті з певним полоїдальним кутом, ϑ_1 . Для цих частинок диференціал для P_φ має вигляд:

$$dP_\varphi = RMd\nu_{||} + M\nu_{||}dR - \frac{e}{c}d\psi_p, \quad (6)$$

де значення величин береться в точці ϑ_1 . З урахуванням (6) перше рівняння в (2) запишеться як:

$$Rd\varepsilon \left(1 - b\lambda_l + \frac{n\nu_{||}}{\omega R} \right) = dr \left(\frac{e\nu_{||}}{c} \frac{d\psi_p}{dr} - (2\varepsilon_{||} + \varepsilon\lambda) \cos \vartheta_1 \right), \quad (7)$$

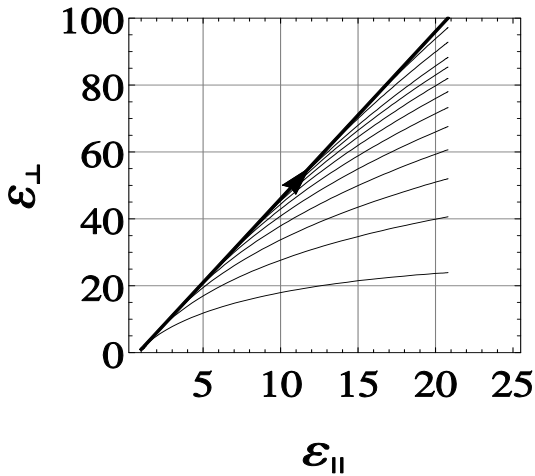
де $b = 1 - \frac{r}{R} \cos \vartheta_1$. Нехтуючи доданком який містить ϑ_1 , та врахувавши резонансну умову,

$1 - b\lambda_l = \frac{k_{||}\nu_{||}}{\omega}$, і те що $k_{||} = \frac{m\ell - n}{R}$, отримаємо:

$$d\psi_p = \frac{cm}{e\omega q} d\varepsilon, \quad (8)$$

де m – полоїдальне модове число. Таким чином, радіальне зміщення пролітних частинок визначається полоїдальним модовим числом, яке зазвичай є малим тому зміщення їх буде незначним.

Для захоплених частинок з такими вхідними даними: $l = 1$, $B_0 = 3\text{ Т}$, $R = 3\text{ м}$, $n = 27$, $a = 1\text{ м}$, $\Delta\varepsilon / \varepsilon_0 = 10$, $\varepsilon_0 = 100\text{ кеВ}$, $\tilde{\omega} = 1,23$, $\langle q \rangle = 1,5$ зміщення буде рівне $|\Delta\psi| = 0,1 \langle q \rangle$. На відміну від пролітних, зміщення захоплених частинок буде суттєвішим.



Шлях квазілінійного прискорення резонансних іонів під час ICRH (товста пряма лінія) та характеристики К&Е (тонкі лінії) в площині $(\varepsilon_{||}, \varepsilon_{\perp})$. При розрахунках взято $\tilde{\omega} = 1,2$ та $\ell = 1$. Показано лише ті частини характеристик К&Е, які лежать вище точок, де вони торкаються товстої прямої лінії. Стрілка показує напрямок квазілінійного прискорення частинок з початковими енергіями $\varepsilon_{||} = 1$ та $\varepsilon_{\perp} = 1$ (енергія нормована на температуру плазми). Припускалося, що спектр $k_{||}$ забезпечує взаємодію хвиля-частинка для прискорення до енергій $\varepsilon_{\perp} = 100$.

У роботі була розрахована зміна енергії частинок залежно від ширини спектра антени токамака JET під час ICRH-D. Це зроблено для того, щоб оцінити максимальний приріст енергії частинки під час прискорення, при заданій ширині спектра антени.

1. Ya. I. Kolesnichenko, V.V. Lutsenko, V.S. Rudenko. Ukrainian Journal of Physics 63(3) (2018) 232.
2. C.F. Kennel, F. Engelmann. Phys. Fluids 9 (1966) 2377.
3. Т.Н. Stix. *Waves in Plasmas* (New-York, Springer-Verlag, 1992).
4. A.I. Akhiezer et al. *Plasma Electrodynamics*. Vol. 2 (Pergamon Press, 1975).
5. Ya.I. Kolesnichenko et al. Nucl. Fusion 57 (2017) 66004.
6. L-G. Eriksson et al. Phys. Rev. Lett. 81 (1998) 1231.

ІОННЕ ЦИКЛОТРОННЕ РЕЗОНАНСНЕ НАГРІВАННЯ ЗІ ЗМІЩЕНОЮ СЕПАРАТРИСОЮ

Я. І. Колесниченко¹, Х. Паттен^{2,a}, В. В. Луценко¹, Дж. Грейвс², Т. С. Руденко¹
та група JET^b

¹ Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

² Швейцарський центр плазми, Федеральний політехнічний інститут Лозанни, Лозанна, Швейцарія

Іонне циклотронне резонансне нагрівання (ІЦРН) плазми широко використовується в токамаках та стелараторах. Під час ІЦРН енергія згенерованої антеною хвилі з частотою, близькою до іонної гірчастоти чи її гармоніки, поглинається групою резонансних іонів. Це призводить до прискорення цих іонів та супутнього нагріву плазми через кулонівські зіткнення між прискореними іонами та тепловими частинками. Прискорені іони можуть збільшити реактивність ядерного синтезу і, крім того, можуть бути використані для вивчення фізики швидких іонів в тороїдальній плазмі. З іншого боку, утворення швидких іонів є недоліком ІЦРН. Справа у тому, що поглинута потужність ВЧ-поля, в основному, збільшує поперечну енергію іонів, зменшуючи відношення v_{\parallel} / v , де v – швидкість частинки, v_{\parallel} – її швидкість вздовж магнітного поля. Це врешті-решт призводить до перетворення пролітних частинок в захоплені. Утворення захоплених частинок є недоліком ІЦРН, особливо для стелараторів, оскільки утримання енергійних іонів з малим v_{\parallel} / v є слабким місцем аксіально несиметричних пристроїв.

У зв'язку з цим, нещодавно було висунуто ідею мінімізувати згаданий недолік ІЦРН, а також розглянуто можливість її застосування у стелараторі Wendelstein-7X[1]. Ключовою знахідкою у роботі [1] було виявлення простого співвідношення між частотою хвилі, згенерованою антеною, та гірчастотою швидких іонів на осі, при виконанні якого захоплені частинки перетворюються в пролітні під час їхнього прискорення, тоді як пролітні частинки лишаються пролітними.

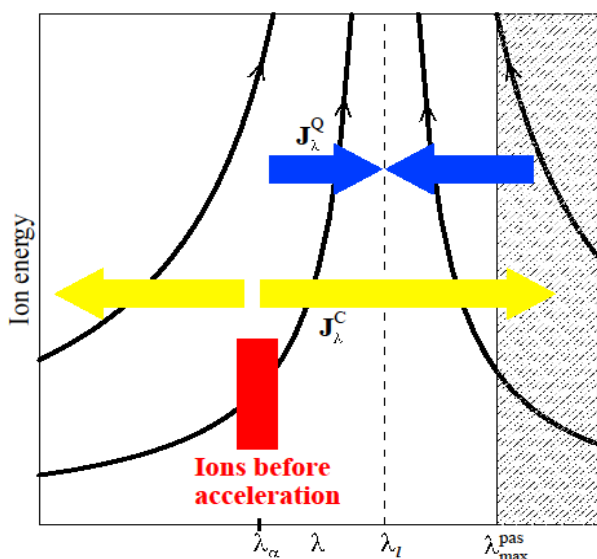


Рис. 1. Напрямки вздовж параметра λ квазілінійного потоку та потоку, спричиненого зіткненнями, під час ІЦРН-у випадку ІНА з підч-кутовим параметром, близьким до λ_{α} . Сепаратрису показано пунктирною лінією ($\lambda = \lambda_l$). Червоний прямокутник показує область, в якій народжуються швидкі іони при ІНА, стрілки показують напрямки λ -компоненти КЛ-потоку (синя) та зіткненневого потоку (жовта). Як видно, ці потоки мають різні напрямки в області $\lambda > \lambda_l$.

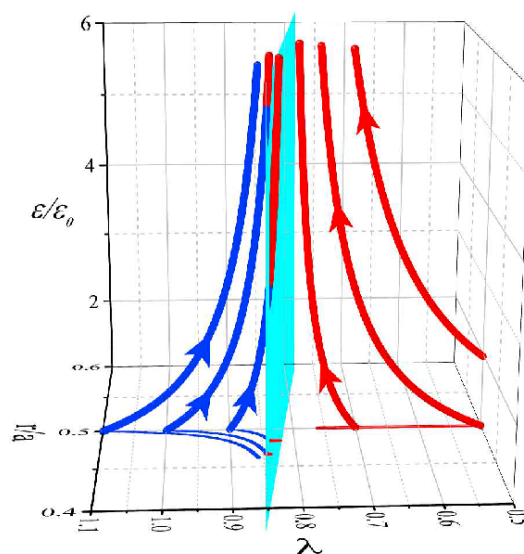


Рис. 2. 3-D картина прискорення частинок з початковими параметрами $r_0 / a = 0.5$, $\xi_0 = 100$ кеВ, та різними λ_0 : 0,2, 0,5, 0,7 (пролітні частинки) та 0,9, 1,0, 1,1 (захоплені частинки) для JET з тими ж параметрами що і на рис. 1 та $n = -27$, $m = 0$ під час ІЦРН-Д. Ми бачимо, що траєкторії захоплених частинок (товсті сині лінії) перетинають блакитну площину – границю захоплені-пролітні (окрім сильно захоплених частинок, $\lambda_0 = 1,1$) і далі стають пролітні. Пролітні частинки не зміщуються радіально, тоді як захоплені зміщуються всередину, але їхнє зміщення є порівняно малим, це добре видно на проекції шляхів в площині (r, λ) .

^a Адреса: Department of Statistics, University of Oxford, OX1 3LB Oxford, United Kingdom.

^b Див. список авторів у "Overview of the JET preparation for Deuterium-Tritium Operation" by E. Jorin et al. Nucl. Fusion 59 3(2019) 112021.

Для розуміння фізики, покладеної в основу цієї ідеї, слід взяти до уваги що (i) прискорення частинок під час ЩРН відбувається вздовж характеристик в просторі констант руху квазілінійного (КЛ) рівняння для функції розподілу, (ii) в цьому просторі існує сепаратриса, (iii) частинки наближаються до сепаратриси під час прискорення. Зазвичай сепаратриса знаходиться в області захоплених частинок, тому це «традиційне» ЩРН. Під час такого нагрівання пролітні частинки, рухаючись вздовж квазілінійних характеристик, перетинають границю між пролітним та захопленими частинками, наближаючись до сепаратриси внаслідок прискорення. Це призводить до перетворення орбіт, тобто пролітні частинки стають захопленими. Аби цього уникнути, в роботі [1] було запропоновано зсунути сепаратрису в область пролітних частинок. Ми назвали таке ВЧ-нагрівання «ЩРН зі зсунутою сепаратрисою», або ICRH-SS. При такому нагріванні прискорювані пролітні частинки залишаються пролітними, а захоплені частинки можуть перетнути границю пролітні-захоплені й стати пролітними.

У цій роботі виявлено нові особливості ICRH-SS. Вивчено тривимірну картину шляху квазілінійного прискорення та ефекти кулонівських зіткнень. Отримано квазілінійне рівняння для функції розподілу струменю іонів, які утворюються при інжекції нейтральних атомів (ІНА), яке є зручним для аналізу. Отримано умову, при якій квазілінійний потік переважає над потоком, що викликаний кулонівськими зіткненнями. Розглянуто конкретні приклади, де використовувалися параметри токамака JET. Проведено числове моделювання для розряду токамаку JET, використавши пакет SCENIC. Воно продемонструвало утворення популяції швидких іонів з пролітними орбітами під час ICRH-SS, та іонів з захопленими орбітами під час ЩРН. Числові результати, крім того, свідчать про збільшення популяції швидких іонів та нагрівання у центрі плазми при використанні схеми ICRH-SS.

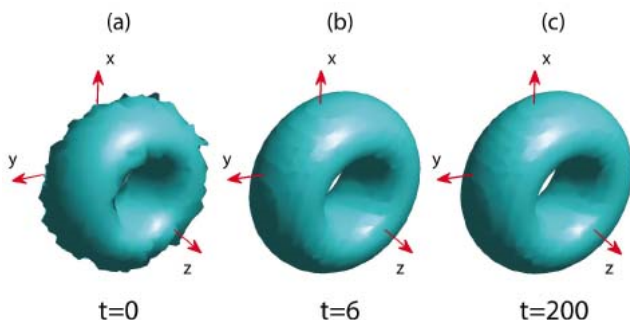
1. Ya. Kolesnichenko et al. Nucl. Fusion 57 (2017) 066004.

СТІЙКИЙ ТРИВИМІРНИЙ ЛЕНГМЮРІВСЬКИЙ ВИХОРОВИЙ СОЛІТОН

В. М. Лашкін

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Вихоровий солітон (спінінг солітон) – це локалізована нелінійна структура з кільцеподібною (у двовимірному) або тороїдальною (у тривимірному випадку) формою розподілу напруженості електричного поля, з темною діркою (нуль поля) в центрі, де відбувається дислокація фази: кругообіг фази навколо азимутальної осі дорівнює $2\pi m$, де m – ціле (топологічний заряд). Важливим інтегралом руху, пов'язаного з цим типом нелінійної одиночної хвилі (на відміну від фундаментального солітона), є кутовий момент. Зазначимо, що стійкі тривимірні дипольні вихорові солітони, які розглянуті в [1], мають нульовий кутовий момент, тобто не є спінінг солітонами. Вихорові спінінг солітони, на відміну від фундаментальних, крім нестабільності, спричиненої колапсом, можуть зазнавати ще сильнішої азимутальної нестабільності, яка має тенденцію до розриву аксіально-симетричного кільця або тору на фрагменти, кожен з яких, грубо кажучи, є фундаментальним солітоном. Спінінг солітони привернули велику увагу насамперед у таких галузях нелінійної фізики, як нелінійна оптика та конденсати Бозе-Ейнштейна (БЕК), де вони є предметом значних теоретичних та експериментальних досліджень. На відміну від нелінійної оптики та БЕК, вихоровим спінінговим солітонам у плазмі присвячено тільки декілька робіт [2 - 4]. В представленій роботі чисельно знайдено тривимірний вихоровий солітон в плазмі в моделі узагальнених рівнянь Захарова з нелінійністю експоненціального типу. На відміну від кубічної нелінійності в моделі Захарова, насичений характер нелінійності запобігає колапсу. Знайдено критичне значення нелінійного зсуву частоти солітона, вище якого солітон стає стійким як по відношенню до колапсу так і для азимутальної нестійкості.



Динаміка вихорового солітона при наявності випадкового початкового ($t = 0$) збурення з нелінійним зсувом частоти солітона в області стійкості. Самоочищення солітона на характерному нелінійному часі ($t = 6$) та подальша стійка еволюція ($t = 200$). Колапс відсутній, а також відсутня азимутальна нестійкість. Показано ізоповерхні амплітуди в тривимірному просторі.

Звичайні чисельні ітеративні методи для будь-якого стартового наближення збігаються тільки до фундаментального солітона, тобто для основного нелінійного стану. Для знаходження вихорового солітона (тобто збудженого нелінійного стану) в роботі розроблено комбінований алгоритм, який поєднує релаксаційну ітеративну процедуру Петвіашвілі та метод Ньютона - Канторовича, що дає змогу знайти відповідні розв'язки з дуже високою точністю (до машинної).

Чисельне моделювання еволюції вихідних динамічних узагальнених рівнянь Захарова методом Адамса - Моултона з автоматичним контролю похибок та адаптивним шагом показує, що знайдений вихоровий солітон є стійким навіть при наявності досить сильного шумового збурення (турбулентного оточення), якщо нелінійний зсув частоти досить великий. При цьому у всіх випадках не спостерігалось ні колапсу, ні прояву азимутальної нестійкості. Приклад стійкої еволюції вихора показано на рисунку. Така стійка вихорова структура, поряд з фундаментальним солітоном, може розглядатися як «елементарна цеглинка» сильної Ленгмюрівської турбулентності плазми.

1. V.M. Lashkin. Phys. Rev. E 96 (2017) 032211.
2. A.I. Yakimenko, Y.A. Zaliznyak, Y.S. Kivshar. Phys. Rev. E 71 (2005) 065603R.
3. V.M. Lashkin. Phys. Plasmas 14 (2007) 102311.
4. V.I. Berezhiani, S.M. Mahajan, N.L. Shatashvili. J. Plasma Phys. 76 (2010) 467.

НОВЕ НЕЛІНІЙНЕ ЕВОЛЮЦІЙНЕ РІВНЯННЯ ТА ЙОГО СОЛІТОННІ РОЗВ'ЯЗКИ В УЛЬТРАРЕЛЯТИВІСТСЬКИХ ПЛАЗМАХ

В. М. Лашкін

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Мета даної роботи – отримати нове нелінійне еволюційне рівняння, що описує короткохвильові нелінійні хвилі в ультрарелятивістських плазмах, тобто коли температура частинок плазми значно перевищує масу спокою частинок. Незважаючи на специфічний характер дисперсії в короткохвильовому випадку (дисперсія «нульового звуку»), баланс між дисперсією та нелінійністю призводить до утворення солітонів. Ультрарелятивістські плазми існують у різних астрофізичних об'єктах, таких як залишки наднової, пульсари, активні галактичні ядра тощо, а також дають важливі уявлення про ранню стадію еволюції Всесвіту. У лабораторних умовах такі плазми утворюються у високоінтенсивних лазерних полях. Більшість астрофізичних та лабораторних ультрарелятивістських плазм складаються з електронів, позитронів та іонів (останні, як правило, є нерелятивістськими). У межі короткої хвилі дисперсійне співвідношення для поздовжньої хвилі має вигляд

$$\omega_k = kc \left[1 + 2 \exp \left(-\frac{2}{3} \frac{k^2 c^2}{\omega_p^2} - 2 \right) \right]. \quad (1)$$

Затухання Ландау відсутнє. Немає аналога дисперсійного співвідношення рівняння (1) у класичних плазмах. Ми розглянемо новий тип нелінійного еволюційного рівняння, який характеризується лінійною дисперсією (1). Отримання нелінійного рівняння з дисперсією (1) вимагає по суті кінетичного опису. У просторі Фур'є ми нарешті маємо

$$\left[\Omega - k \exp \left(-\frac{2}{3} k^2 \right) \right] \Phi_{\Omega, k} = k \exp \left(-\frac{2}{3} k^2 \right) \int \Phi_{q_1} \Phi_{q_2} \delta(q - q_1 - q_2) \frac{dq_1}{(2\pi)^4} \frac{dq_2}{(2\pi)^4}. \quad (2)$$

Це рівняння сильно відрізняється від відомих раніше нелінійних еволюційних рівнянь. Пошук аналітичних розв'язків рівняння (2), мабуть, не представляється можливим, але можна знайти чисельні солітонні розв'язки, використовуючи метод Петвіашвілі. У фізичних змінних швидкість солітона повинна задовольняти умові $v > 2 \exp(-2)c \sim 0,27c$. Амплітуда солітону зростає лінійно зі збільшенням швидкості v . Зауважимо, що, загалом кажучи, зіткнення між солітонами в неінтегровних моделях за певних умов можуть бути майже пружними, наприклад, якщо амплітуди та швидкості солітону досить близькі один до одного. Для вивчення часової еволюції солітонів при зіткненнях їх чисельно розв'язуємо нелінійне рівняння з початковими умовами, заданими суперпозицією трьох солітонів з різними швидкостями і амплітудами. При цьому, солітони повністю реконструюють свою початкову форму без будь-якого випромінювання, що призводить лише до фазових зсувів. Загальна картина дуже нагадує пружні зіткнення солітонів в інтегровних моделях. Пружні зіткнення між трьома солітонами можуть припустити, що рівняння (2) має точні N -солітонні розв'язки і повністю інтегрується так само, як для рівняння Кортевега-де Фріза, нелінійного рівняння Шредингера та деяких інших, але це, швидше за все, не так. У підході зворотнього спектрального перетворення та методах одягання існує залежність між деякою функцією $\omega(\lambda)$, де λ комплексний спектральний параметр та дисперсійним співвідношенням $\omega(k)$ лінеаризованого рівняння. В усіх відомих випадках $\omega(\lambda)$ є раціональною функцією λ хоча асоційована спектральна задача може включати й мероморфні функції спектрального параметра λ подібно еліптичним функціям Якобі, як, наприклад в рівнянні Ландау - Ліфшица. Альтернативою можуть бути алгеброгеометричні підходи та методи білінеаризації Хіроти. У всякому випадку, повна інтегровність рівняння (2) здається відкритим питанням.

1. M. H. Thoma Rev. Mod. Phys. 81 (2009) 959.
2. Yu. S. Kivshar and B. A. Malomed Rev. Mod. Phys. 61 (1989) 763.

БАЗА ДАНИХ ЖЕТРЕАК: ЗАГАЛЬНИЙ ОГЛЯД ТА ОСОБЛИВОСТІ ВНЕСЕННЯ РОЗРАХУНКІВ КОДУ FIDIT

Б. С. Лепявко, В. Я. Голобородько

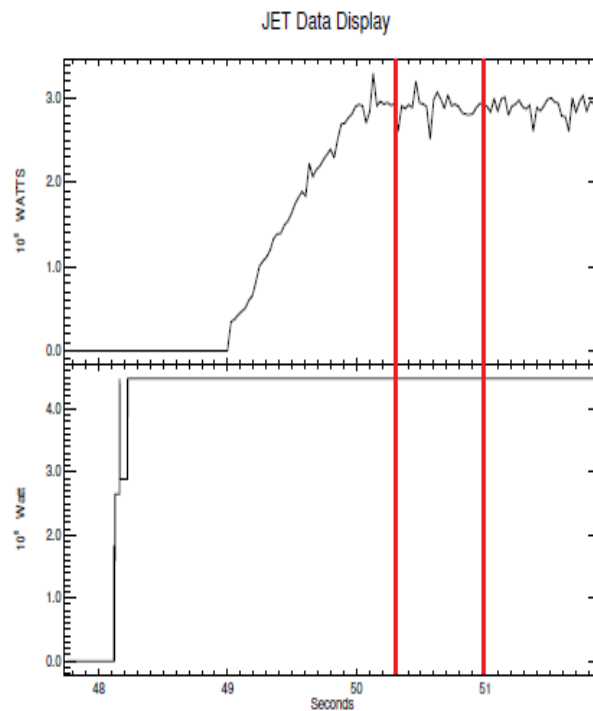
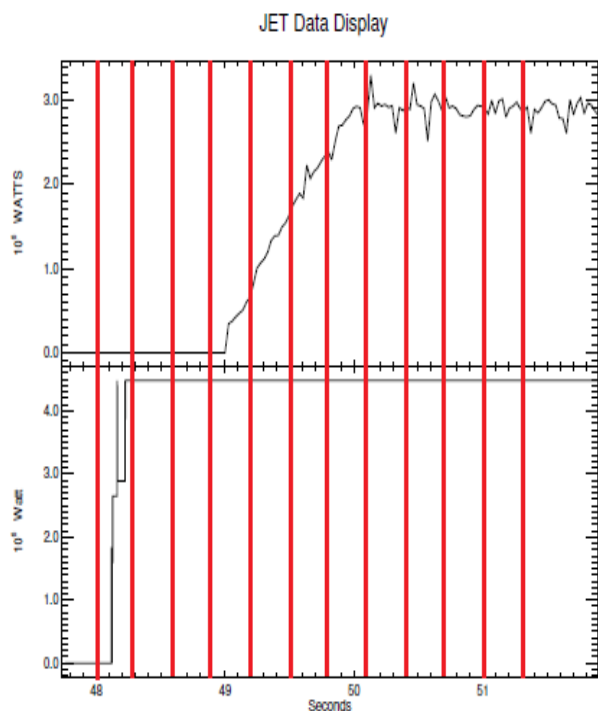
Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

ЖЕТРЕАК – база даних та середовище, придатне для різноманітної аналітичної роботи, що містить в собі інформацію про набір типових розрядів токамака ЖЕТ. А саме – дані про стаціонарні режими, що спостерігались під час дослідницьких сесій. Експериментальні дані з різних діагностик, а також результати розрахунків певними кодами, зберігаються у єдиному форматі, зручному для роботи через інтерфейси Matlab або Python.

Однією з головних особливостей бази даних є її розмір (менше 1 Гб на даний момент). Це стало можливим завдяки вибору для кожного розряду одного або кількох часових вікон, впродовж яких стан плазми лишається незмінними. Отже, можна не зберігати дані про еволюцію плазми, натомість лише один набір змінних для кожного стаціонарного стану, що також спрощує використання цієї бази для аналітичних задач. Це дає змогу якісно та кількісно оцінити основні параметри плазми для кожного з близько 6000 розрядів, наявних на даний момент в базі, порівнювати їх між собою або з даними з інших пристроїв, в тому числі робити оцінки для токамаку ITER. Також завдяки цим даним можна проводити власні розрахунки та моделювання, наприклад [1]. В доповіді буде представлено опис даних, присутніх в базі, та приклади використання їх.

Порівняння кодів FIDIT та Fast FIDIT

| | FIDIT | Fast FIDIT |
|---|-------------|--|
| Кількість кроків для розрахунку | 10 - 20 | 2 - 3 |
| Час виконання | 1,5 - 4 год | 20 хв. |
| Кількість необхідних втручань у код для контролю та перевірки в процесі виконання | 5 - 6 | 2: формування вхідного файлу і вивантаження даних у потрібному форматі (наприклад, у базу ЖЕТРЕАК) |
| Розмір вихідних даних на один розряд | До 100 Мб | До 10 Мб |



Іонно-циклотронним нагрівання плазми (верхні частини) та інжекція нейтрального пучка (нижні частини) від часу, процес розігріву плазми під час експерименту. 10 чи й більше кроків потребує FIDIT для розрахунку еволюції функції розподілу. Для стаціонарного стану, FastFIDIT проводить розрахунок всього двома кроками, за припущення що параметри плазми в цей час суттєво не змінюються.

На даний момент JETPEAK активно поповнюється як результатами нових розрядів з поточної експериментальної кампанії на JET, так і результатами моделювань розрядів з минулих кампаній.

Зокрема, ми провели ряд тестових розрахунків функції розподілу швидких іонів кодом FIDIT з внесенням в цю базу їхніх результатів. Для прискорення розрахунків та швидшого наповнення бази найбільш цікавими розрядами з'явилась необхідність модифікувати код FIDIT. Особливістю цього коду є можливість розраховувати функцію розподілу плазми під час змінних процесів – наприклад, в процесі нагрівання (як інжекцією нейтральних атомів, так і іонно-циклотронним резонансним нагріванням) або ж виникнення певних нестійкостей, наприклад, пилчастих колапсів. Це досягається завдяки великій кількості кроків, на кожному з яких відбувається розрахунок функції розподілу. Втім, виконання коду через це займає доволі багато часу – до кількох годин на один розряд на наявних обчислювальних потужностях Culham Science Centre (місце розташування токамаку JET). Для стаціонарних станів, очевидно, такий детальний обрахунок є надлишковим, і за умови незмінних параметрів достатньо двох-трьох кроків. Такий підхід також зменшує ймовірність помилок та потребу у модифікації параметрів коду FIDIT під час його виконання. З цих міркувань, була створена його швидка версія – Fast FIDIT, придатна для застосування при розрахунках стаціонарних станів у розрядах, що досліджуються.

Особливості використання коду, а також приклад побудови інтерфейсу для взаємодії з базою JETPEAK на основі нашого інтерфейсу FIDIT-JETPEAK, буде також описано в цій доповіді.

Ця робота виконувалася у рамках Консорціуму EUROfusion і отримувала підтримку Програми досліджень та навчання 2014-2018 Євратома за грантовою угодою № 633053, а також НАН України за темою «Явища, пов'язані з енергійними іонами, в токамаках та стелараторах» та Проектом № ПЛ15/19. Погляди та міркування, висловлені тут, не обов'язково відображають думку Європейської Комісії.

1. Paula Sirén et al. JET Contributors. Role of JETPEAK database in validation of synthetic neutron camera diagnostics and ASCOT-AFSI fast particle and fusion product calculation chain in JET. JINST, accepted to print.

ДІРКИ ДОМШОК У ТОКАМАКАХ З ЕЛЕКТРОННИМ ЦИКЛОТРОННИМ НАГРІВАННЯМ ГВИНТОВОГО ЯДРА

В. С. Марченко

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Накопичення вольфраму є одним з головних викликів для успішної роботи токамака ITER і майбутніх реакторів. Тому недавно було розвинуто різні методи запобігання такій акумуляції. Одним з таких методів є застосування хвильового нагрівання, зокрема нагрівання на електронному циклотронному резонансі (ЕЦРН) у центрі плазми.

Недавні тривимірні розрахунки рівноваги з центральним фактором безпеки $q \approx 1$ виявили, що майже половина плазми токамака ITER може бути гвинтовою [1]. Такі гвинтові ядра з модальними числами $m/n = 1/1$ постійно спостерігаються між зривами пильчастих коливань на токамаку ASDEX Upgrade з центральним ЕЦРН [2]. Довготривалою таємницею цих розрядів, яка вмотивувала цю роботу, є глибокі порожнини густини вольфраму між зривами, які проявляються в інверсії пильчастих коливань м'якого рентгенівського випромінювання.

У даній роботі показано, що «гарячі» електрони, які генеруються ЕЦРН, можуть бути відповідальними за дірку у вольфрамі. Такі електрони «втікають» вздовж індукованого ЕЦРН шляху квазілінійної дифузії в просторі швидкостей і формують сильно анізотропну популяцію з верхівками бананів, які акумулюються в точці циклотронного резонансу на магнітній поверхні. Рівноважна функція розподілу такої популяції може бути апроксимована наступним чином

$$f_{0e}^h \approx \frac{n_e^h}{1 + \ln(\varepsilon_{\max} / \varepsilon_{\min})} \delta(\kappa^2 - \kappa_{res}^2) (\varepsilon^{-3/2} - \varepsilon_{\max}^{-3/2}) H(\varepsilon - \varepsilon_{\min}) H(\varepsilon_{\max} - \varepsilon), \quad (1)$$

де $\varepsilon(\kappa^2)$ – енергія (параметр захоплення банану, де κ_{res}^2 відповідає верхівці банана на циклотронному резонансі), $\delta(H)$ – функція Дірака (Гевісайда), ε_{\min} – межа втікання, яка дається виразом $\varepsilon_{\min} \approx T_e (v_c / v_{QL})^{2/3}$, де $v_{c(QL)}$ – темп електронних зіткнень (темп квазілінійної дифузії), ε_{\max} – максимальна енергія через релятивістський ефект [3], яка пов'язана з ε_{\min} співвідношенням $\gamma_{\max} = \gamma_{\min} + \sqrt{\gamma_{\min}^2 - 1}$, $\gamma_{\min(\max)} = 1 + \varepsilon_{\min(\max)} / (m_e c^2)$, і n_e^h – густина «гарячих» електронів, що дається виразом $n_e^h \approx n_e \exp[-(v_c / v_{QL})^{2/3}]$.

Внутрішній кінк створює тороїдальну модуляцію магнітного поля [4], яка в свою чергу модифікує другий адіабатичний інваріант $J_b = \oint v_{\parallel} dl$. Цей інваріант слугує Гамільтоніаном руху для ведучих центрів бананових орбіт «гарячих» електронів

$$\frac{dr}{dt} = \frac{q}{2\omega_{ce} r \tau_b} \frac{\partial J_b}{\partial \zeta_0} \approx v_d \frac{\xi_0}{r} \sin \zeta_0 \left[\frac{2E(\kappa)}{K(\kappa)} - 1 \right], \quad (2)$$

$$\frac{d\zeta_0}{dt} = -\frac{q}{2\omega_{ce} r \tau_b} \frac{\partial J_b}{\partial r} \approx -\frac{v_d}{r} \left[\frac{2E(\kappa)}{K(\kappa)} - 1 \right] + \frac{c E_r}{r B_0},$$

де $v_d \approx v^2 / (2\omega_{ce} R_0) < 0$ – швидкість магнітного дрейфу електрона, ξ_0 – амплітуда зміщення жорсткого кінка, ζ_0 – мітка силової лінії, що дається виразом $\zeta = \zeta_0 + q\theta$, де $\zeta(\theta)$ – тороїдальний (полоїдальний) кут, $K(E)$ – еліптичний інтеграл першого (другого) роду, і E_r – радіальне електричне поле, що визначається умовою амбіполярності $\Gamma_e^h(E_r) = \Gamma_i$, де Γ_i – неамбіполярний потік теплових іонів, індукований кінком [4] і Γ_e^h – потік «гарячих» електронів, який може бути розрахований наступним чином.

Зміщення кінка індукує збурення розподілу «гарячих» електронів (1), яке описується бананово-дрейфовим кінетичним рівнянням

$$\frac{d\zeta_0}{dt} \frac{\partial f_{1e}^h}{\partial \zeta_0} + \frac{dr}{dt} \frac{\partial f_{0e}^h}{\partial r} = \langle Q(f_{1e}^h) + C(f_{1e}^h) \rangle, \quad (3)$$

де $C(Q)$ – оператор зіткнень (квазілінійної дифузії), кутові дужки позначають усереднення по банановій орбіті, і ми взяли до уваги, що для «втікачів» $\langle Q(f_{0e}^h) + C(f_{0e}^h) \rangle \approx \langle Q(f_{0e}^h) \rangle = 0$, що дає рівняння (1). Для «гарячих» електронів з їхнім мізерним темпом зіткнень (включаючи «зіткнення» з мікрохвилями), розв'язок рівняння (3) можна легко отримати, замінивши праву частину простим оператором Крука з маленькою частотою ефективних зіткнень, $\langle Q(f_{1e}^h) + C(f_{1e}^h) \rangle \approx -v_{eff} f_{1e}^h$, і взявши ліміт $v_{eff} \rightarrow 0$

$$f_{1e}^h = - \lim_{v_{eff} \rightarrow 0} \text{Re} \left\{ \frac{1}{id\zeta_0/dt + v_{eff}} \frac{dr}{dt} \frac{\partial f_{0e}^h}{\partial r} \right\} = \pi \sin \zeta_0 \left| \frac{\beta}{\alpha} \right| \delta(\kappa^2 - \kappa_0^2) \xi_0 \frac{\partial f_{0e}^h}{\partial r}, \quad (4)$$

де $\alpha = d\{2E(\kappa) - K(\kappa)\} / d\kappa^2|_{\kappa^2=\kappa_0^2}$, $\beta = 2E(\kappa_0) / K(\kappa_0) - 1$, і $\kappa_0^2(\epsilon, E_r)$ – параметр захоплення, що відповідає резонансу $d\zeta_0/dt = 0$, який виникає внаслідок взаємного знищення між оберненою (тобто направленою вздовж струму) магнітною прецесією «гарячих» електронів і додатнім електричним дрейфом в рівнянні (2). Зауважимо, що такий резонанс можливий тільки у випадку, коли циклотронний резонанс знаходиться в області сильного поля (тобто на внутрішньому обводі тора), що узгоджується з експериментом [2]. Рівняння (4) дає для потоку «гарячих» електронів [5]

$$\Gamma_e^h = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_0^{2\pi} d\zeta_0 \int_0^{2\pi} d\theta \int d^3v \frac{dr}{dt} f_e^h = - \frac{\sqrt{\pi}}{2} \frac{cE_r}{B_0} \left(\frac{\xi_0}{r} \right)^2 r \frac{dn_e^h}{dr} \left(1 + \ln \frac{\epsilon_{max}}{\epsilon_{min}} \right)^{-1} \left\{ 1 - \left[\frac{eR_0 E_r}{|\beta(\kappa_{res})| \epsilon_{max}} \right]^{3/2} \right\}. \quad (5)$$

Для параметрів експерименту [2], $\Gamma_e^h(E_r)$ в максимумі перевищує потік нерезонансних теплових іонів більше ніж на порядок величини, незважаючи на малу (кілька відсотків) відносну концентрацію «гарячих» електронів. У цьому випадку умова амбіполярності зводиться до $\Gamma_e^h(E_r) = 0$, що дає $E_r = |\beta(\kappa_{res})| \epsilon_{max} / eR_0 \sim 30 \div 50 kV / m$. Профіль концентрації вольфраму повинен підкорятися закону Больцмана $\nabla n_Z / n_Z = ZE_r / T_i > 0$, що відповідає глибокій дірці, у згоді з експериментом [2].

1. A. Wingen et al. Nucl. Fusion 58(3) (2018) 036004.
2. M. Sertoli et al. Nucl. Fusion 55 (2015) 113029.
3. B. Hafizi, R.E. Aamodt Phys. Fluids 30 (1987) 3059.
4. S.V. Putvinskij. Nucl. Fusion 33 (1993) 133.
5. V.S. Marchenko. Impurity holes in tokamaks with electron cyclotron resonance heating of the helical core. Phys. Plasmas 27 (2020) 022516.

ДОСЛІДЖЕННЯ ЕЛЕКТРОДУГОВИХ РОЗРЯДІВ МІЖ ПЛАВКИМИ ЕЛЕКТРОДАМИ

О. О. Мурманцев, А. М. Веклич, В. Ф. Борецький

Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ, Україна

У роботі наведено результати досліджень термічної плазми електричного дугового розряду між композитними Cu-Cr електродами, виготовленими методами порошкової металургії, які широко застосовуються в електричних контактах вакуумних перемикачів тощо. Досліджували електричні параметри розряду, спектральний склад випромінювання плазми в оптичному діапазоні та модифікацію робочих поверхонь електродів в розривних дугах як між композитними Cu-Cr, так і між однокомпонентними мідними електродами. Зокрема, досліджено часову еволюцію спектрів випромінювання плазми електричних розривних дуг силою струму до 120 А у повітрі (рис. 1 та 2). Візуалізація таких розрядів здійснювалася за допомогою швидкісної камера. Для аналізу шліфа робочого шару поверхні електродів, які зазнали термічної дії розряду, використовували сканувальну електронну мікроскопію (рис. 3).

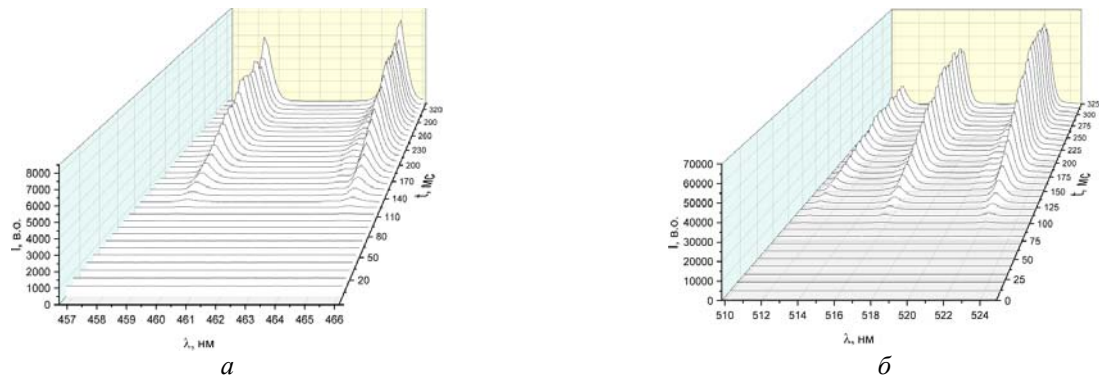


Рис. 1. Часова еволюція спектрів випромінювання плазми електричного дугового розряду між однокомпонентними мідними електродами силою струму 120 А в спектральному діапазоні: *а* – 456 - 466 нм; *б* – 510 - 525 нм.

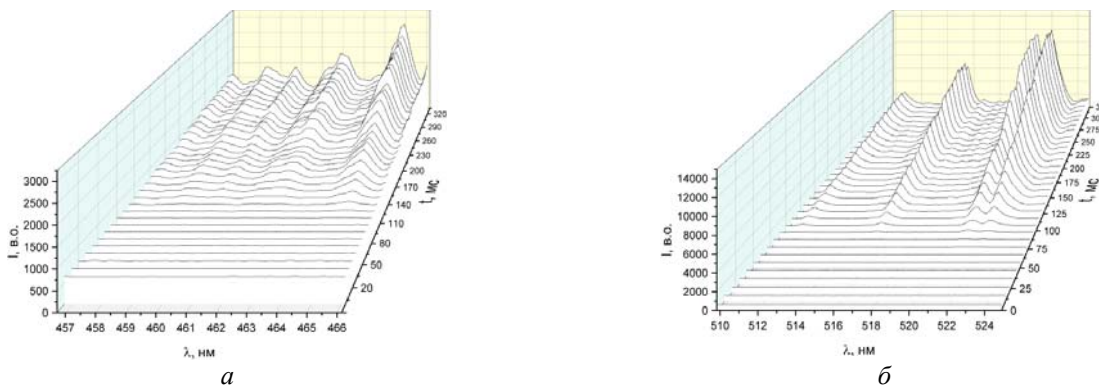


Рис. 2. Часова еволюція спектрів випромінювання плазми електричного дугового розряду між композитними Cu-Cr електродами силою струму 120 А в спектральному діапазоні: *а* – 456 - 466 нм; *б* – 510 - 525 нм.

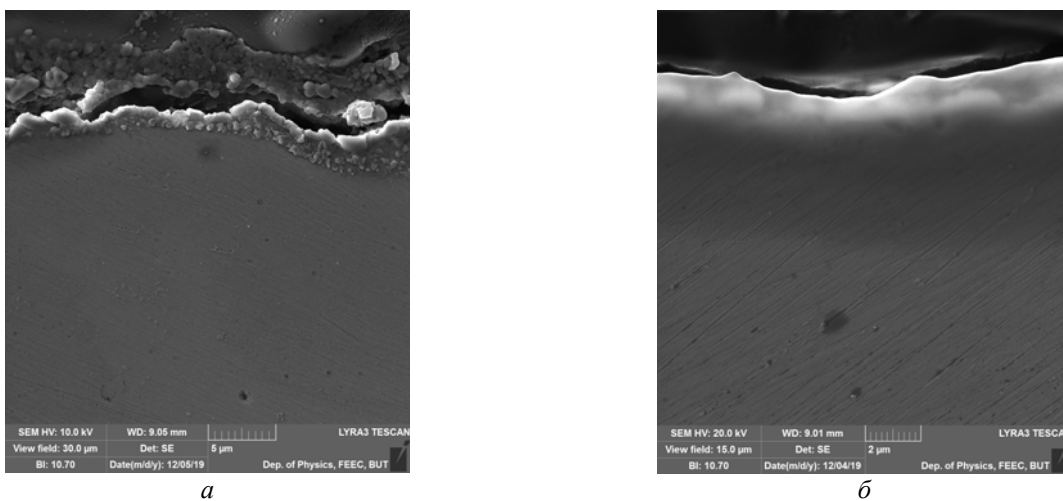


Рис. 3. Зображення шліфа робочої поверхні однокомпонентних мідних електродів, отримане за допомогою сканувальної електронної мікроскопії: *а* – анод; *б* – катод.

ОСОБЛИВОСТІ ТРАНСПОРТНИХ ВЛАСТИВОСТЕЙ ТЕРМІЧНОЇ ПЛАЗМИ ІЗ ДОМІШКАМИ ТУГОПЛАВКИХ МЕТАЛІВ

П. В. Порицький, Л. М. Свята

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Тугоплавкі метали (титан, вольфрам, тантал, цирконій тощо) широко використовуються в багатьох галузях промисловості, зокрема в ядерних та термоядерних технологіях і пристроях для атомних електростанцій. При експлуатації плазмових установок та пристроїв процес ерозії призводить до випаровування металевих домішок в область розряду, що викликає зміну властивостей. Удосконалення управління плазмовими процесами неможливе без точного чисельного моделювання. Транспортні властивості є незамінними вхідними даними для моделювання. При слабкій іонізації теорія Лоренца підходить для розрахунку властивостей багатокомпонентної теплової плазми [1]. Але при збільшенні процесів іонізації відомо, що ряд процесів зіткнення враховуються. Через це необхідно враховувати в процесі розрахунку багато процесів.

У роботі розраховано транспортні коефіцієнти для багатокомпонентної плазми з домішками тугоплавких металів на основі методу Греда [2, 3]. Показано, що домішки істотно впливають на транспортні властивості багатокомпонентної плазми.

Розглянемо плазму, яка знаходиться в стані локальної термодинамічної рівноваги. Внаслідок високих концентрацій нейтралів і електронів процеси зіткнень в такій плазмі значно більш суттєві ніж процеси перенесення частинок та радіаційні процеси. Для низькотемпературної плазми, в якій підтримується локальна термодинамічна рівновага, концентрація електронів в даній точці розряду зв'язана з концентраціями іонів та нейтральних частинок рівнянням Саха. Композиція плазми показана на рис. 1 для випадку суміші повітря з танталом.

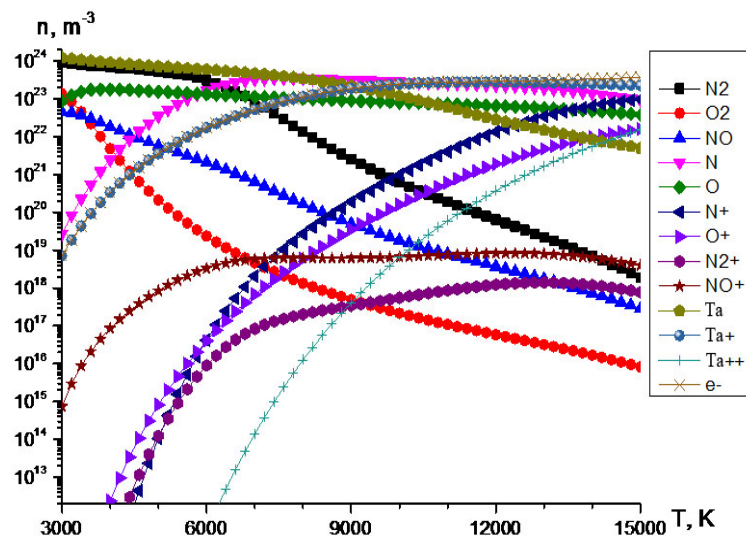


Рис. 1. Плазмова композиція для суміші повітря з танталом (молярні частини 99 : 1). Інші види незначно малі.

Знання складу плазми дає змогу розрахувати коефіцієнти транспорту для певної плазмової суміші. Результати розрахунків електропровідності для суміші повітря з танталом наведені на рис. 2. Можна бачити, що властивості істотним чином залежать від вмісту домішок в плазмі.

Відомо, що підвищення концентрації металу в плазмі розряду призводить до відповідного збільшення електропровідності через низьке значення потенціалу іонізації металу. Однак у випадку наявності домішок компонентів може мати місце зменшення електропровідності. Це явище, викликане формою резонансу при зіткненні електрона з нейтральним атомом. Слід зазначити, що спостережуване зменшення електропровідності відбувається тільки в сумішах тугоплавких металів з навколишнім газом. У чистих металевих парах цей ефект не реалізований. Отже, необхідно, щоб з'явилися такі три умови зменшення електропровідності в дуговій плазмі. Це висока концентрація металу, навколишнього газу і наявність резонансу форми для електронно-атомних зіткнень.

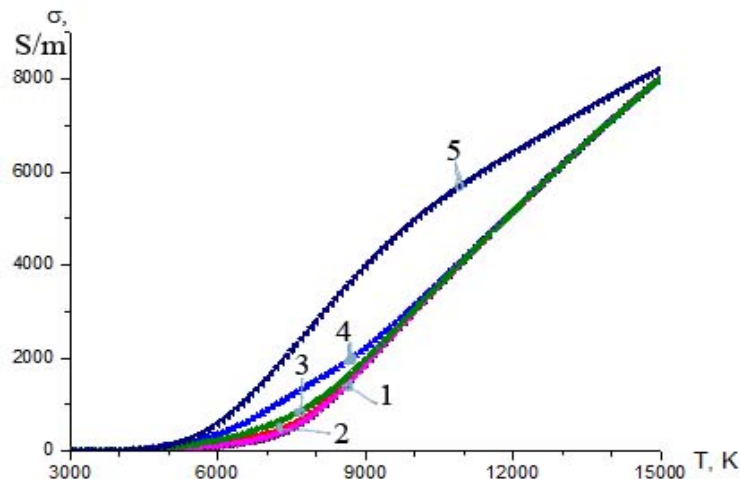


Рис. 2. Електрична провідність термічної плазми ($p = 1$ атм) для чистого повітря і еквімолярних сумішей повітря з танталом. Криві: 1 – повітря (розрахунки даної роботи); 2 – повітря - Та (99,9 : 0,1); 3 – повітря - Та (95 : 5); 4 – повітря - Та (90 : 10); 5 - повітря - Та (50 : 50).

Таким чином, властивості багатокомпонентної плазми розрядів, що містять домішки тугоплавких металів, істотним чином залежать від характеру перерізу розсіяння електрона на атомах металів. Наведено результати розрахунків транспортних процесів та властивостей багатокомпонентної термічної плазми з домішками металів. Досліджено вплив збільшення концентрації металевих домішок на властивості плазми, зокрема на її електропровідність. Показано, що поряд з очікуваним збільшенням провідності плазми в умовах високої концентрації металевих домішок в плазмовому середовищі, також має місце зменшення електричної провідності. Досліджено умови розвитку та контролюваності зазначеного процесу.

1. P. Porytsky et al. *European Phys. Journ. D* 57 (2010) 77.
2. H. Grad. *Comm. Pure and Appl. Math.* 2 (1949) 331.
3. V.M. Zhdanov. *Transport Processes in Multicomponent Plasma* (NY: Taylor&Francis, 2002).

ПРО СИМПЛЕКТИЧНЕ ІНТЕГРУВАННЯ В ЗАДАЧІ ШТЕРМЕРА

С. М. Резник

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Задача Штермера про рух зарядженої частинки в стаціонарному дипольному магнітному полі Землі є досить складною як з теоретичної, так із обчислювальної точок зору [1 - 3]. Оскільки в стаціонарному магнітному полі зберігається енергія частинки, то при проведенні числових розрахунків доводиться протягом значного часового інтервалу підтримувати дискретний закон збереження енергії частинки. Цього важко досягти з допомогою стандартних методів інтегрування тупу Рунге - Кутта - Фельберга.

Однак, у зв'язку з тим, що в циліндричній системі координат (ρ, φ, z) магнітне поле диполя не залежить від циліндричного кута φ , лагранжиан частинки не залежить від φ і тому зберігається відповідний імпульс p_φ . Тому задача Штермера зводиться до аналізу двовимірного руху частинки в полі з гамільтоніаном

$$H = \frac{1}{2\gamma m_0} \left[p_\rho^2 + p_z^2 + \left(\frac{p_\varphi}{\rho} - \frac{qk_E R_E^3}{c} \frac{\rho}{(\rho^2 + z^2)^{3/2}} \right)^2 \right],$$
$$p_\varphi = \gamma m_0 \rho^2 \dot{\varphi} + \frac{qk_E R_E^3}{c} \frac{\rho^2}{(\rho^2 + z^2)^{3/2}} = p_{\varphi 0} = \text{const} > 0,$$

де q, m_0 – заряд та маса спокою частинки; c – швидкість світла; $\gamma = \left(1 - \frac{v^2}{c^2} \right)^{-1/2}$; $v = \text{const}$ – швидкість частинки; R_E – радіус Землі; $k_E = 0,311GR_E^3$ – магнітний дипольний момент Землі. Рівняння руху частинки мають такий вигляд

$$\dot{\rho} = \frac{p_\rho}{\gamma m_0}, \quad \dot{z} = \frac{p_z}{\gamma m_0}, \quad \dot{p}_\rho = -\frac{\partial H}{\partial \rho}, \quad \dot{p}_z = -\frac{\partial H}{\partial z}. \quad (1)$$

Якщо знайдено залежності $\rho(t), z(t)$, то кутова координата визначається з умови $p_\varphi = \text{const}$,

$$\varphi(t) = \varphi(0) + \int_0^t \left(p_{\varphi 0} - \frac{qk_E R_E^3}{c} \frac{\rho(t)^2}{(\rho(t)^2 + z(t)^2)^{3/2}} \right) \frac{dt}{\gamma m_0 \rho(t)^2}.$$

Оскільки гамільтоніан має сепарабельний вигляд,

$$H = H_p(p_\rho, p_z) + H_q(\rho, z), \quad (2)$$

то рівняння руху (1) доцільно розв'язувати за допомогою так званих симплектичних методів (див., наприклад, [4]). Ці методи зберігають енергію частинки протягом довгого проміжку часу. Симплектичний метод другого порядку використовувався в роботі [3] для аналізу руху протонів. Автори прийшли до висновку, що часовий крок $h = 2 \cdot 10^{-5} \text{с}$ забезпечує задовільне числове моделювання руху протонів з різними енергіями. При низьких енергіях рух протонів є періодичним (або квазіперіодичним), але при досить великих енергіях виникає стохастизація траєкторій [1 - 2].

У роботі досліджується вплив кроку інтегрування h на характер орбіт для симплектичного методу другого порядку та для симплектичного методу четвертого порядку, запропонованого в роботі [5]. Розрахунки проводились за допомогою інтеграторів пакета Mathematica, а саме:

`NDSolve[... , Method \rightarrow { "SymplecticPartitionedRungeKutta", "DifferenceOrder" \rightarrow 2, ...}]`

та

`NDSolve[... , Method \rightarrow { "SymplecticPartitionedRungeKutta"}, "Coefficients" \rightarrow YoshidaCoefficients, "DifferenceOrder" \rightarrow 4, ...].`

Початкові умови вибиралися близькими, до використаних у роботі [3],

$$\rho(0) = 3, \quad z(0) = 0, \quad p_{\rho 0} = 1006,49,$$

а початкові імпульси $p_{\rho 0}$ та $p_{z 0}$ змінювалися. Однак при заданих початкових умовах протони утримувалися в магнітному полі.

Результати розрахунків відстані до частинки $R(t) = \sqrt{\rho^2 + z^2} / R_E$, нормованої на радіус Землі, показано на рис. 1 - 3.

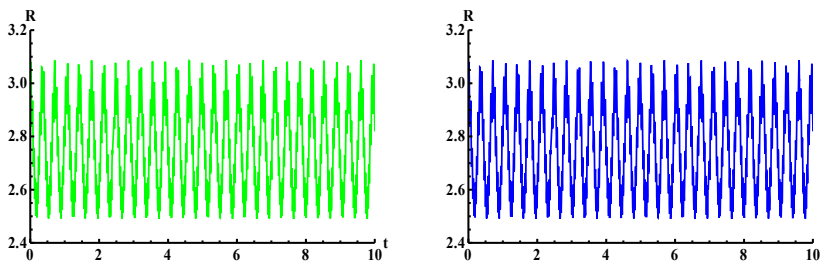


Рис. 1. Залежності $R(t)$ для $p_{\rho 0} = 10,97$, $p_{z 0} = 10,51$, $h \leq 10^{-4} s$. Зелена лінія відповідає симплектичному інтегратору другого порядку, синя – четвертого порядку.

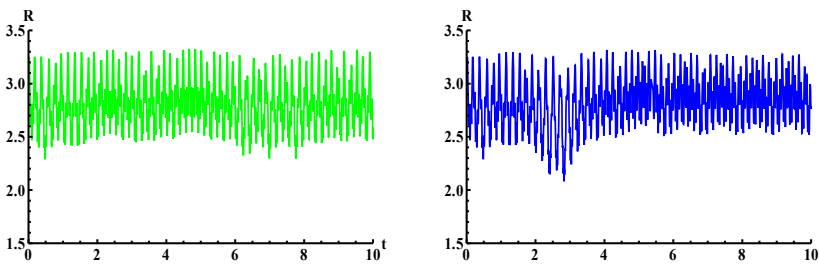


Рис. 2. Залежності $R(t)$ для $p_{\rho 0} = 25,38$, $p_{z 0} = 25,1$ та $h = 10^{-4} s$. Зелена лінія відповідає симплектичному інтегратору другого порядку, синя – четвертого порядку.

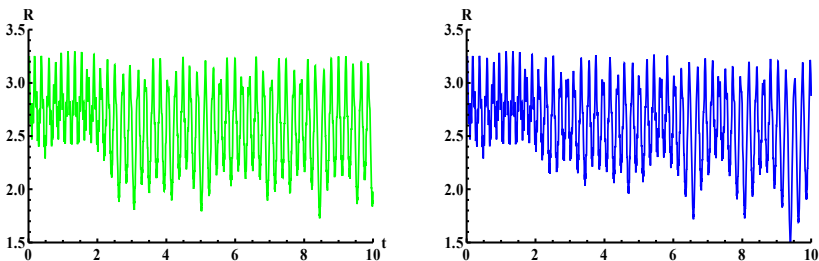


Рис. 3. Залежності $R(t)$ для $p_{\rho 0} = 25,38$, $p_{z 0} = 25,1$ та $h = 10^{-5} s$. Зелена лінія відповідає симплектичному інтегратору другого порядку, синя – четвертого порядку.

Як видно з рис. 1, для частинок з невеликими енергіями, практично не має різниці між інтеграторами другого та четвертого порядку, якщо крок інтегрування становить $h = 10^{-4} s - 10^{-5} s$. Але при наближенні до області стохастизації траєкторій (див. рис. 2 та 3) $R(t)$ істотно залежить як від порядку інтегратора так і від кроку інтегрування.

Слід зазначити, що метод Рунге - Кутта - Фельберга, який часто застосовують для числових розрахунків показників Ляпунова, взагалі не можна застосовувати для системи рівнянь (1) у випадку високих енергій протонів через порушення закону збереження енергії при числовому інтегруванні.

1. A.J. Dragt. Rev. Geophysics 3 (1965) 255.
2. A.J. Dragt, J.M. Finn. J. Geophys. Res. 81 (1976) 2327.
3. R. Dilao, R. Alves-Pires. Chaos in the Störmer Problem. Progress in Nonlinear Differential Equations and Their Applications 75(2007) 175.
4. E. Hairer, C. Lubich, G. Wanner. Geometric Numerical Integration, Structure-Preserving Algorithms for Ordinary Differential Equations (Berlin, Springer-Verlag, 2002).
5. H. Yoshida. Physics Letters A 150(5-7) (1990) 262.

ВИКОРИСТАННЯ ПРОГРАМНОГО ПАКЕТА FLEXIBLE ATOMIC CODE ДЛЯ РОЗРАХУНКІВ ФУНДАМЕНТАЛЬНИХ ХАРАКТЕРИСТИК ЗБУДЖЕНИХ СТАНІВ АТОМА РУБІДІЮ

В. І. Роман, О. М. Поц, І. В. Пилипчинець

Інститут електронної фізики НАН України, Ужгород, Україна

Процеси, які проходять у лабораторній та астрофізичній плазмах, значною мірою залежать від інтенсивності елементарних процесів, що відбуваються при зіткненнях частинок. Це, в першу чергу, іонізація та автоіонізація. Теоретичні дослідження таких елементарних процесів, що визначають динаміку, енергетичний баланс та зарядовий розподіл складових компонент у різних типах плазмових середовищ з домішками металів, є досить складною задачею через врахування різного типу кореляційних ефектів, особливо в атомах важких металів. У цьому контексті, у теорії електрон-атомних зіткнень продовжує залишатися актуальною задача адекватного розвитку та вдосконалення достатньо простих, ефективних теоретичних методів та підходів для кількісного і якісного врахування ефектів, зумовлених кореляційною міжчастинковою взаємодією та релятивістськими ефектами.

Теоретичні розрахунки в даній роботі проводились з використанням універсального програмного пакета Flexible Atomic Code [1]. Цей програмний пакет дає змогу розраховувати хвильові функції атомних систем, положення енергетичних рівнів, імовірності радіаційних переходів між рівнями, перерізи збудження та іонізації електронним ударом, фотоіонізацію, автоіонізацію і діелектронну рекомбінацію, радіаційну рекомбінацію, діелектронне захоплення. Розрахунки перерізів збудження автоіонізаційних станів проводяться в релятивістському наближенні спотворених хвиль з включенням кореляційних поправок. Об'єктом даних досліджень було обрано важкий лужний атом рубідію, який є малодослідженим як експериментально, так і теоретично. А саме, дослідження збудження автоіонізаційних станів (AIC), що вносять більше 35 % вкладу у повний переріз однократної іонізації атома рубідію [2].

Важливим аспектом теоретичних розрахунків є опис структури мішені, що є нетривіальною задачею для атома рубідію, не дивлячись на те, що зв'язані стани мають здавалось би просту конфігурацію $(1s^2, \dots, 4p^6nl)^2L$. Радіальні орбіталі в наших розрахунках для конструювання базисних хвильових функцій були одержані розв'язком рівняння Дірака - Фока - Слетера. Для оптимізації локального центрального потенціалу, який відображає поляризацію остова та містить обмінний член, було розглянуто збудження рівнів таких конфігурацій: $4p^6nl$ ($nl = 5s, \dots, 10s; 5p, \dots, 10p; 4d, \dots, 10d; 4f, \dots, 6f$), $4p^5nl'n'l'$ ($nl = 5s, \dots, 7s; 5p, \dots, 7p; 4d, \dots, 7d; 4f, \dots, 7f; 5g, \dots, 7g; n'l' = 5s, \dots, 10s; 5p, \dots, 10p; 4d, \dots, 10d$) та $4p^5nl^2$ ($nl^2 = 5s^2, \dots, 10s^2; 5p^2, \dots, 10p^2; 4d^2, \dots, 10d^2; 4f^2, \dots, 7f^2; 5g^2, \dots, 7g^2$). Загальна кількість рівнів, які використовувались у розрахунках, становила 22159. Для врахування кореляційних ефектів використовувались такі конфігурації $4p^6nl$ ($n = 5, 6, 7, l = 0, 1, 2, 3$), $4p^5nl'n'l'$ ($nl = 5s, 6s, 5p, 4d, 5d, 4f, n'l' = 5s, 6s, 5p, 6p, 4d, 5d, 4f, 5f, 5g$) для основного $4p^65s$ стану атома Rb та для $4p^6, 4p^5nl$ ($nl = 5s, 6s$), $4p^4nl'n'l'$ ($nl = 5s, 5p, n'l' = 5s, 5p, 4d, 5d$) кінцевого стану Rb^+ . Ймовірності розпаду автоіонізаційних станів розраховувались в наближеннях спотворених хвиль та ізольованих резонансів з використанням того ж самого локального центрального потенціалу, що і в розрахунках енергій збудження. Перерізи збудження одержувались в наближенні спотворених хвиль. Всі розрахунки виконані з використанням jj зв'язку векторних моментів. Однак, для зручності використовувався LS зв'язок, який добре зарекомендував себе у попередніх дослідженнях.

Основним показником вдало підбраного модельного потенціалу та набору конфігурацій при розрахунках звісно ж є хороше узгодження теоретичних значень енергій збудження станів з експериментом. Як видно із перших трьох колонок у таблиці, де наведено ідентифікацію деяких автоіонізаційних станів та відповідні їм енергії збудження, видно чудове узгодження експериментальних [3] та розрахованих значень енергій збудження для найнижчих AIC. Чому ж різниця у значеннях стає більш суттєвою для високоенергетичних рівнів атома рубідію?

Теоретичні розрахунки показали сильне змішування дублетних та квартетних рівнів атома. Кінцеве визначення LS -терму кожного AIC виконувалось шляхом аналізу відповідного розкладу за власними векторами. Коефіцієнти такого розкладу разом із розрахованими енергіями та перерізами

збудження АІС, а також імовірностями їхнього розпаду також наведено в таблиці. Дійсно, з таблиці видно, що тільки кілька нижніх АІС конфігурацій $5s^2$ та $4d5s$ піддані впливу конфігураційного змішування не більше 10 %, для інших більш високоенергетичних АІС цей коефіцієнт міг зростати до 50 %. Таке сильне змішування може настільки впливати на АІС, що кардинально змінює навіть поведінку перерізів збудження. Так, наприклад дублетний $4d(^3P)5s^2P_{1/2}$ АІС має максимум перерізу збудження у припороговій області енергій, а далі різкий спад величину перерізу. І вже при енергіях зіткнень ≥ 100 еВ має практично нульові значення перерізу, що є типовим для поведінки енергетичної залежності кватретного АІС. На це якраз і вказує сильне конфігураційне змішування саме з кватретними рівнями ($0,38 4d(^3D)5s^4D$), що вплинули на поведінку перерізу. Без таких теоретичних розрахунків, експериментатору дуже важко ідентифікувати стан, а тим більше, пояснити нетипову для нього поведінку енергетичної залежності перерізу.

Розраховані та експериментальні енергії електронного збудження ($E_{зб}$, еВ), перерізи збудження (σ , 10^{-17} см²) у максимумах σ_{max} та при енергіях зіткнень 100 і 600 еВ, ймовірності електронного розпаду (A^a , с⁻¹) та коефіцієнти розкладу за власними векторами для деяких автоіонізаційних станів $4p^5nl(L_1S_1)n^1LSJ$ атома рубідію

| $(L_1S_1)LSJ$ | $E_{зб}$, розрахунок | $E_{зб}$ [3] експеримент | Коефіцієнти розкладу за власними векторами | σ , 10^{-17} см ² | | | A^a |
|------------------------|--------------------------|-----------------------------|---|---------------------------------------|------------------|------------------|---------------|
| | | | | σ_{max} | ≈ 100 еВ | ≈ 600 еВ | |
| $5s^2\ ^2P_{3/2}$ | 15,258 | 15,31 | $0,98 5s^2\ ^2P + 0,12 5p^2\ (^1S)^2P$ | 1,491 | 0,849 | 0,347 | $7,65 + 12^a$ |
| $5s^2\ ^2P_{1/2}$ | 16,140 | 16,16 | $0,95 5s^2\ ^2P + 0,21 4d(^3P)5s^2P$ | 0,585 | 0,357 | 0,156 | $1,00 + 13$ |
| $4d(^3P)5s\ ^4P_{1/2}$ | 16,647 | 16,69 | $0,97 4d(^3P)5s^4P - 0,19 5s(^3P)5d^4P$ | 0,827 | 0,061 | 0,000 | $9,10 + 08$ |
| $4d(^3P)5s\ ^4P_{3/2}$ | 16,768 | 16,78 | $0,94 4d(^3P)5s^4P - 0,28 4d(^3D)5s^4D$ | 1,195 | 0,032 | 0,003 | $6,00 + 07$ |
| $5s(^3P)5p\ ^4P_{5/2}$ | 16,870 | 16,90 | $0,82 5s(^3P)5p^4P + 0,44 5s(^1P)5p^2D$ | 1,00 | 0,07 | 0,000 | $5,22 + 11$ |
| $4d(^3P)5s\ ^4P_{5/2}$ | 16,989 | 16,97 | $0,82 5s(^3P)5p^4P + 0,44 5s(^1P)5p^2D$ | 1,575 | 0,084 | 0,039 | $5,22 + 11$ |
| $4d(^3P)5s\ ^2P_{1/2}$ | 17,431 | 17,22 | $0,84 4d(^3P)5s^2P - 0,38 4d(^3D)5s^4D$ | 0,315 | 0,02 | 0,003 | $1,86 + 13$ |
| $4d(^3F)5s\ ^2F_{5/2}$ | 17,649 | 17,31 | $0,58 4d(^1D)5s^2D + 0,52 4d(^3F)5s^2F$ | 3,104 | 0,924 | 0,173 | $7,61 + 12$ |

^a $7,65 + 12$ означає $7,65 \cdot 10^{12}$.

Для аналізу та моделювання процесів збудження при зіткненнях моноенергетичних електронів з атомами сучасний програмний пакет Flexible Atomic Code є виключно вдалим інструментом. Для важких лужних атомів, таких наприклад як атом рубідію, суттєвими є кореляційні та релятивістські ефекти, зокрема конфігураційне змішування рівнів. І тому, дане дослідження показує наскільки важливим є включення релятивістських та кореляційних поправок при розрахунках енергій та перерізів збудження автоіонізаційних станів.

Прояв кореляційних ефектів цілком можливий не тільки у плазмових та газових середовищах, а й у молекулах, кластерах, кристалічних структурах та інших багатоатомних утвореннях. Тому отримані результати дозволять з нових позицій розглядати різні фізичні явища у фізиці плазми та суміжних галузях (у тому числі для оптичних стандартів частоти та лазерів вакуумного ультрафіолетового діапазону).

Автори щиро вдячні своїм колегам із Інституту теоретичної фізики Вільнюського університету А. Купліаускієне (Alicija Kupliauskienė) та Г. Керявічусу (Gintarui Kerevičius) за співпрацю у даному дослідженні. Робота підтримана науковим проектом молодих вчених НАН України «Динаміка формування збуджених станів атомів та іонів у плазмі на парі металів: механізми елементарних процесів».

1. M.F. Gu. Can. J. Phys. 86 (2008) 675.
2. В.І. Роман та ін. Доповіді НАН України 8 (2015) 79.
3. В.І. Роман та ін. Доповіді НАН України 7 (2014) 76.

ЯВИЩА У ПЛАЗМІ, ПОВ'ЯЗАНІ З ПЕРЕНЕСЕННЯМ ЕНЕРГІЇ ТА ІМПУЛЬСУ ВЛАСНИМИ МОДАМИ

А. В. Тихий

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Явище просторового каналування (ПК) енергії та імпульсу є чинником, що може впливати на параметри плазми у тороїдальних пристроях. Це явище пов'язане із енергійними іонами, що утворюються внаслідок інжекції нейтральних пучків (NBI), нагрівання на іонно-циклотронному резонансі та термоядерних реакцій, але воно може мати місце і в максвелових плазмах завдяки присутності в них надтеплових іонів, енергія яких у кілька разів перевищує теплову. Це має місце принаймні у стелараторах, де альфвенівські власні моди можуть збуджуватись градієнтом температури іонів завдяки неосесиметричним резонансам [3]. У стаціонарному стані потік енергії в моді спрямований з нестійкої області до області, де домінує загасання, що може бути і до периферії, і до центра плазми. Проте коли збудження моди перевищує загасання і амплітуда моди росте, ця картина ускладнюється, і під час розвитку заданої нестійкості в різних областях плазми можуть одночасно мати місце протилежно спрямовані потоки енергії/імпульсу. Оскільки ПК переносить енергію та імпульс, він може впливати на утримання енергії в плазмі (і в кращий, і в гірший бік), на обертання плазми та супутній доплерівський зсув частот, на нагрівання електронної та іонної компонент плазми, а також на структуру самих власних мод. Взагалі кажучи, ПК відіграє помітну роль тоді, коли, по-перше, область, де нестійкість розгойдується, та область загасання добре рознесені у просторі, і, по-друге, коли амплітуди мод не є дуже малими.

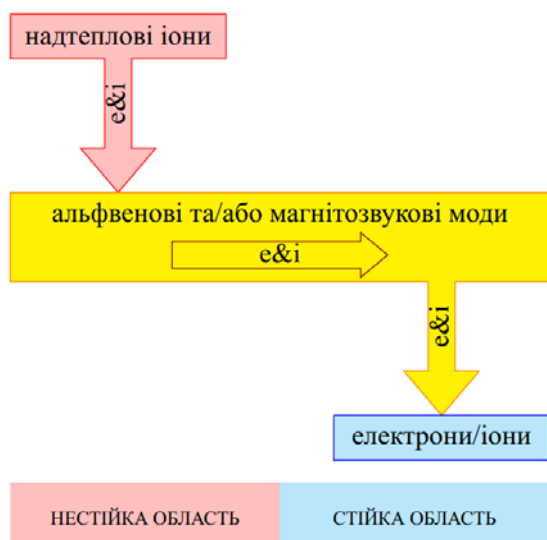
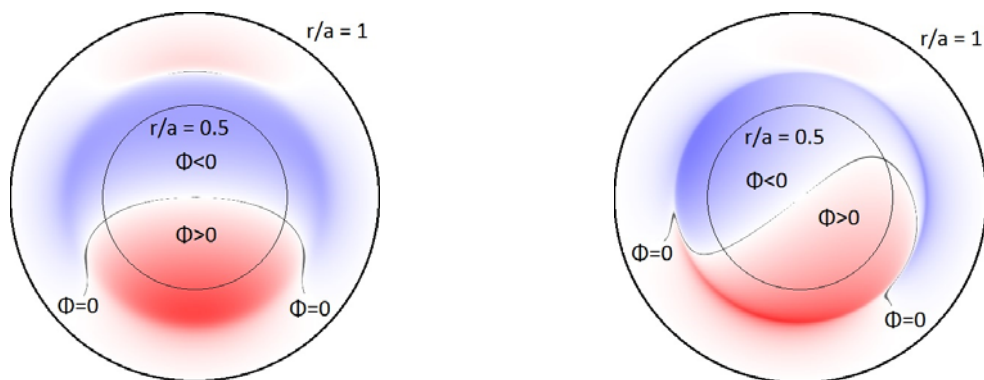


Схема просторового каналування.

Проведений у даній роботі аналіз показує, що ПК високочастотними модами, частоти яких перевищують або є одного порядку із іонною циклотронною частотою ω_{Vi} , має більше можливостей впливати на баланс енергії у плазмі при реалістичних значеннях амплітуд власних мод, ніж низькочастотні альфвенівські моди. Оцінки для JET-подібного токамаку з нагріванням NBI потужністю 10 МВт показують, що моди з частотами $\omega \geq \omega_{Vi}$ та $\omega \lesssim \omega_{Vi}$ (швидкі магнітозвукові моди, глобальні альфвенівські моди та високочастотні альфвенівські моди, що існують у стелараторах, зокрема пов'язані із гвинтовими та дзеркальними гармоніками магнітного поля) можуть безпосередньо впливати на баланс енергії у плазмі, коли амплітуда моди $\delta V/V \sim 10^{-4}$, тоді як низькочастотні альфвенівські моди з $\omega \ll \omega_{Vi}$ можуть впливати на баланс енергії у плазмі лише за амплітуд $\delta V/V \gtrsim 2 \div 3 \cdot 10^{-3}$, які видаються нереалістичними. З іншого боку, ПК імпульсу може істотно впливати на обертання плазми при реалістичних амплітудах $\delta V/V \sim 10^{-4}$ незалежно від частоти моди, особливо на периферії плазми.

У роботі також розглянуто модифікацію структури альфвенівських власних мод. За допомогою простого якісного аналізу показано, що ПК викликає залежність фази моди від радіуса та відповідне викривлення хвильового фронту, Цей результат може пояснити експериментальні спостереження на токамаці DIII-D та сферичному торі NSTX. Виведена раніше умова збереження моди (14) [4] переформульована у зручному для практичного використання вигляді. Ці якісні результати підтверджуються числовим моделюванням тороїдальної альфвенівської власної моди (ТАЕ) з низькими модовими числами $m = 1/2$, $n = 1$, у токамаку з радіально рознесеними областями збудження та загасання; збудження та загасання описувалися модельним членом, що дало змогу простежити еволюцію моди при зміні сили ПК. Знайдено, що ПК приводить до зменшення частоти ТАЕ-моди, а радіальний профіль моди стає крутішим; коли локальні інкременти збудження/загасання стають достатньо великими, мода зливається з альфвенівським континуумом і зникає, відповідно до аналітичної умови збереження моди.



Структура TAE-моди $m = 1/2$, $n = 1$ при слабкому (зліва) та сильному (справа) ПК.

Залишається неясним, чи впливають викликані ПК зміни структури мод на рівень насичення нестійкостей.

ПК досі розглядався лише для пояснення обмеженої кількості експериментів. Тим не менше, видається імовірним, що нерозпізнаний ПК мав місце у багатьох експериментах, де збуджувалися альфвеніві та швидкі магнітозвукові моди.

Цю роботу було виконано за підтримки проекту УНТЦ-НАНУ № 6392, а також частково в рамках Консорціуму EUROfusion за рахунок програми дослідження та навчання EURATOM за 2014 - 2018 та 2019 - 2020 рр. за грантовою угодою № 633053. Робота висловлює особисті погляди авторів і не представляє погляди Європейської Комісії.

1. Ya.I. Kolesnichenko, A.V. Tykhyy, R.B. White. Effects of spatial channeling on the structure of Alfvén eigenmodes. In: Abstracts and meeting material. 16th IAEA Tech. Meet. on Energetic Particles in Magnetic Confinement Systems – Theory of Plasma Instabilities, Shizuoka, Japan, Sept. 3 - 6, 2019 (Vienna: IAEA, 2019) p. 14.
2. Ya.I. Kolesnichenko, A.V. Tykhyy, R.B. White. Nucl. Fusion, submitted.
3. Ya.I. Kolesnichenko, A.V. Tykhyy. Phys. Lett. A 382 (2018) 2689.
4. Ya.I. Kolesnichenko et al. (JET team) Nucl. Fusion 58 (2018) 076012.
5. Ya.I. Kolesnichenko, A.V. Tykhyy. Phys. Plasmas 25 (2018) 102507.
6. Ya.I. Kolesnichenko, Yu.V. Yakovenko, M.H. Tyshchenko. Phys. Plasmas 25 (2018) 122508.
7. Ya.I. Kolesnichenko, A.V. Tykhyy. Plasma Phys. Control. Fusion 60 (2018) 125004.

ОЦІНЮВАННЯ НАГРІВАННЯ ПЛАЗМИ АЛЬФА-ЧАСТИНКАМИ З АНАЛІЗУ ВІДНОВЛЕННЯ ТЕМПЕРАТУРИ ПІСЛЯ КОЛАПСУ ПИЛЧАСТИХ КОЛИВАНЬ

М. Г. Тищенко¹, Ю. В. Яковенко^{1,2}, Г. Вайсен³

¹ Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

² Національний університет "Києво-Могилянська академія, Київ, Україна

³ Швейцарський плазмовий центр, Федеральна політехнічна школа Лозанни, Лозанна, Швейцарія

Нагрівання альфа-частинками (нагрівання основної плазми альфа-частинками, які утворюються в результаті термоядерних реакцій) розглядається як невичерпне джерело для термоядерного синтезу, оскільки демонструє самонагрівання плазми термоядерними реакціями. Альфа-частинки з енергіями 3.5 MeV утворюються в першу чергу в реакції $D + T = \alpha + n$ (14,1 MeV). Швидкі нейтрони залишаються в плазмі, а альфа-частинки будуть утримуватись в плазмі магнітним полем і грітимуть частинки плазми через зіткнення. Експерименти з виявлення нагрівання альфа-частинками проводились на Європейському токамаці JET у 1997 р. [1] під час дейтерій-тритієвої експериментальної кампанії DTE1 (Deuterium-Tritium-Experiment campaign). Отримані результати показали, що нагрівання альфа-частинками однозначно спостерігалось.

Експерименти з виявлення нагрівання альфа-частинками заплановані у токамаку JET під час наступної експериментальної кампанії DTE2. Важливою метою цієї кампанії буде визначити параметри плазми і розробити сценарії, які б дозволили чітко спостерігати нагрівання плазми альфа-частинками. Як відомо, експериментально оцінити нагрівання альфа-частинками досить складно. Для того, щоб у майбутньому мати можливість показати, що таке нагрівання мало місце, ми використаємо в нашій роботі ідею [2] про знаходження слідів нагрівання альфа-частинками, аналізуючи фазу відновлення температури після колапсу пилчастих коливань. Метою цієї роботи є вивчити можливість застосування запропонованого методу, зокрема, досліджуючи дейтерієві розряди з пилчастими коливаннями і іонним циклотронним резонансним нагріванням (ICRH), потужність якого була рівною потужності нагрівання альфа-частинками, і спробувати оцінити чи можливо виявити внесок ICRH у відновлення температури після колапсу.

Профілі температури в центрі плазми після колапсу пилчастих коливань є завжди плоскими (оскільки відсутнє перенесення), (рис. 1). Нехтуючи омичним нагріванням і втратами на випромінювання, ми можемо написати рівняння балансу електронної температури наступним чином:

$$n_e \frac{dT_e}{dt} + T_e \frac{dn_e}{dt} = q_e^{fast} + \nu_{ei}^{eq} n_e (T_i - T_e),$$

де T_e та n_e – це електронна температура та густина; T_i – температура іонів; q_e^{fast} – потужність нагрівання електронів швидкими іонами; ν_{ei}^{eq} – частота зіткнень електронів на іонах.

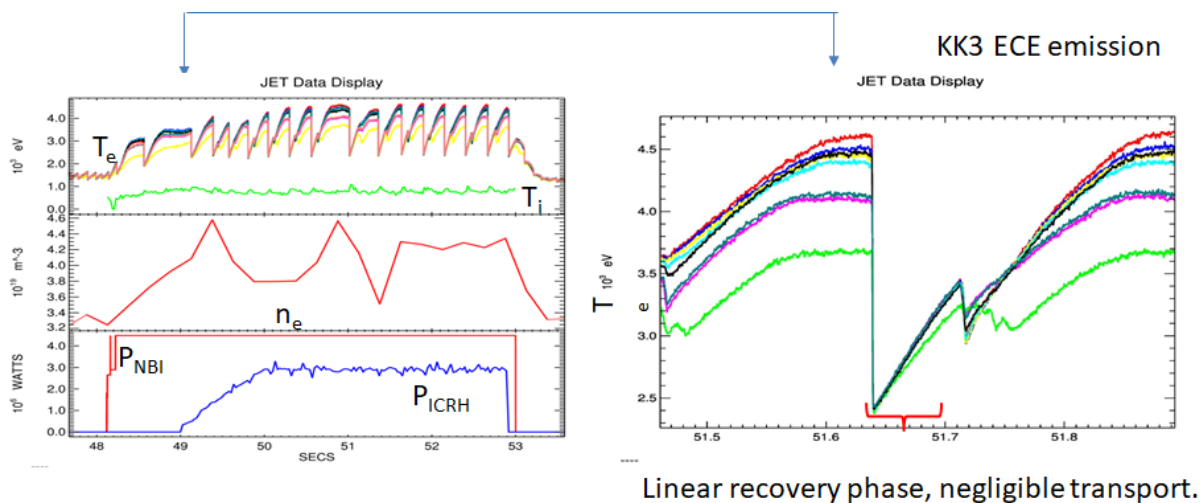


Рис. 1. Розряд #86459. Ліва панель: ECE дані для еволюції температури, LIDAR дані для еволюції густини, Профілі нагрівання NBI та ICRH. Права панель: колапс пилчастих коливань і лінійна фаза відновлення температури електронів.

Скориставшись експериментальними даними, ми можемо оцінити внесок швидких частинок в нагрівання електронів. Для початку візьмемо розряд #86459, з потужністю інжектваного пучка NBI (Neutral Beam Injection) 4 МВт і потужність нагрівання на 3-ій гармоніці D ICRH 3 МВт. У цьому розряді зручним є те, що ICRH вмикається після короткого періоду NBI нагрівання. Для виявлення часів і амплітуд пилчастих коливань використовувались дані діагностики ККЗ (електронно-циклотронна емісія). LIDAR діагностика використовувалася для знаходження еволюції густини плазми. Для нашого аналізу ми припускаємо, що густини електронів і іонів є рівними. Як видно з рис 1, від 48,2 с до 49 с плазму гріє лише NBI, а вже від 49 с по 52,9 с для нагрівання плазми додатково вмикається ICRH. Дані про температури іонів (T_i) доступні тільки на периферії плазми. У нашому аналізі ми покладаємо $T_i = T_e$, $T_i = 1,2 T_e$, $T_i = 0,8 T_e$. Фактично, нагрівання електронів струменем не залежить від T_i/T_e , але результати нашого методу залежать від припущення щодо T_i . Зробивши обчислення для різних іонних температур, ми оцінили, що відновлення електронної температури після одночасного нагрівання NBI та ICRH в $\sim 2,5$ рази вище ніж під час лише NBI нагрівання, а загальна потужність нагрівання є рази вищою в $\sim 1,7$ (рис. 2).

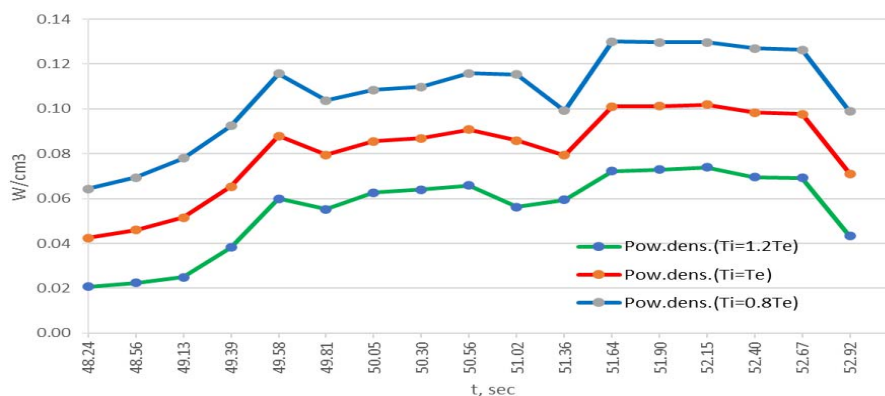


Рис. 2. Густина потужності, розряд #86459; блакитна крива: $T_i=0.8 T_e$; червона крива: $T_i = T_e$; зелена крива: $T_i = 1,2 T_e$.

Ми маємо якісне узгодження для розряду #86459, але для більш надійних розрахунків необхідно знати T_i в центрі плазми. Для отримання кількісного узгодження, необхідно провести числові розрахунки, в яких потужність нагрівання не підлаштовується. Для того, щоб зрозуміти чи запропонований метод оцінки нагрівання плазми альфа-частинками з аналізу відновлення електронної температури після колапсу пилчастих коливань дає надійні результати, варто переглянути розряди з кампанії DTE1 (для цих розрядів мають бути доступними числові розрахунки зроблені кодом TRANSP). Також варто оцінити чутливість до похибок у вимірюваннях не тільки T_i , але й n_i та n_e , а також похибок у моделюванні перемішування швидких іонів під час колапсу пилчастих коливань.

1. P.R. Thomas et al. Phys. Rev. Lett. 80 (1998) 5548.
2. H. Weisen. Meeting T17-07 D8: Conditions for alpha physics, 15.03.2018.

КІНЕТИКА ПЛАЗМОХІМІЧНИХ ПРОЦЕСІВ У ПЛАЗМІ ПОВІТРЯ

В. Черняк, О. Цимбалюк, О. Коломісць, О. Фентісова,
О. Беленко, О. Старожук, А. Зінченко

Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ, Україна

Сьогодні плазмові розряди в потоках газу, поперечних до каналу струму представляють особливий інтерес. Оскільки ці розряди можуть генерувати високо-апертурні потоки нерівноважної плазми для гібридно-плазмового каталізу конверсії вуглеводнів в синтез газ (ковзний розряд в обертовому потоці газу), і малопотужні плазмові потоки з низькою кінетичною температурою важких частинок для плазмової медицини (мікророзряд в обертовому потоці газу).

Дані, що використовувалися для обробки, були отримані за допомогою розрахункового пакета, що має назву Zero-Dimensional Plasma Kinetics solver, скорочено ZDPlasKin, та його розширення Electron Boltzmann equation solver відповідно – BOLSIG+.

Моделювання проводилося для сухого і вологого повітря (1 % абсолютної концентрації) при трьох комбінаціях температури і напруженості поля: 1000 К і 10^6 В/м з урахуванням реакцій з коливально збудженими молекулами; 1000 К і 10^6 В/м та 1000 К і $2.5 \cdot 10^6$ В/м (без урахування реакцій з коливально збудженими молекулами). Крок моделювання по часу становив 10^{-8} с, моделювання включало 1437 реакцій. Вони визначають зміну концентрацій з інтервалі часу $10^{-8} \div 1$ с для 121 сполуки, серед яких 16 негативних і 13 позитивних іонів, також розраховувалася концентрація електронів при $P = 1$ атм.

Моделювання було отримано з використанням бази даних хімічних реакцій та швидкостей реакцій процесів, що враховують коливально-збуджені молекули згідно з теоремою Мачарета - Фрідмана [1]. Перелік можливих процесів складався з елементарних процесів взаємодії електронів з N_2 , O_2 [2], і N , O , NO , NO_2 , O_3 [3]; хімічних реакцій за участю N_2 [4], O_2 [5]; за участі N_2O , NO_2 , NO_3 , N_2O_5 , $N_2O + NO_2 + N_2O-NO_2-NO_3-$ [6]. Перелік можливих процесів доповнювався процесами, що включають H_2O , H , OH з урахуванням вологості повітря. В результаті моделювання були отримані залежності концентрації компонентів від часу, а також швидкості реакцій.

Чисельне моделювання кінетики елементарних процесів в плазмі сухого і вологого повітря показало, що при типових значеннях електричного поля в плазмі мікророзряду в обертовому газовому потоці наявність у повітрі води приводить до збільшення концентрації оксидів азоту в порівнянні з сухим повітрям та істотно змінює кінетику їхньої генерації. Це, в свою чергу, призводить до істотних змін у їхнього складі та суттєво зменшує концентрацію атомів азоту (рис. 1).

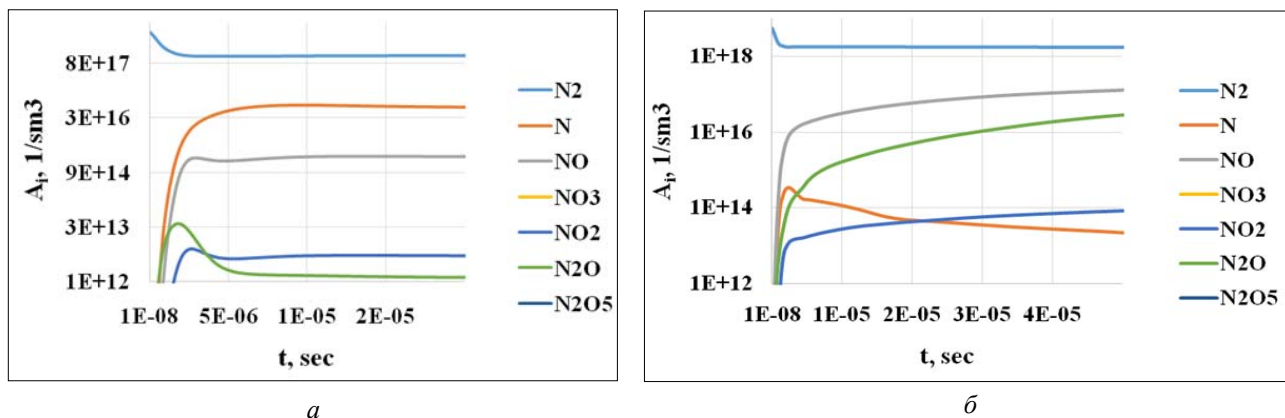


Рис. 1. Залежність концентрацій азоту та його оксидів від часу моделювання в сухому повітрі (а) та у повітрі з вологістю 1 % при $E = 1000$ В/см та $T=1000$ К (б).

Дослідження характеру заселення нижніх коливальних рівнів молекул азоту ($v = 0 - 8$) та кисню ($v = 0 - 4$) виявили, що час встановлення рівноважного розподілу концентрації коливально збуджених молекул кисню значно менше, ніж у молекули азоту. Крім того, цей час для молекул азоту зростає з наявністю водяної пари.

Результати обробки даних показали, що посилення поля призводить, до характерного та кількісного складу плазми.

1. Помітно прискорилось встановлення постійної концентрації для всіх сполук що знаходилися у плазмі. За меншого поля (10^6 В/м) частина сполук взагалі не встигала досягти моменту часу, в який концентрація їх стане постійною. У результаті підвищення напруженості поля з 10^6 В/м до $2.5 \cdot 10^6$ В/м усі висококонцентровані сполуки мали постійну концентрацію уже на $\sim 10^{-4}$ с експерименту.

2. Результати моделювання з виключенням реакцій за участю коливально збуджених молекул привели до змін схожих до послаблення напруженості електричного поля.

Поява води в плазмоутворюючому газі приводить і до суттєвих змін заряджених компонент плазми (рис. 2). Так у плазмі сухого повітря концентрація негативних іонів суттєво нижче концентрації електронів. Але ситуація суттєво змінюється у вологому повітрі основними носіями заряду є негативні іони у вологому повітрі на часах, що перевищують $5 \cdot 10^{-6}$ с. Відношення концентрації електронів до сумарної концентрації іонів суттєво нижче одиниці. Основними іонами в сухому повітрі є O^- , O_2^- , NO^- , O_3^- та NO_2^- , у вологому – $H_2O_2^-$, $H_2O_3^-$, $H_3O_2^-$, $H_2O_4^-$, NO_2^- , O^- та O_2^- .

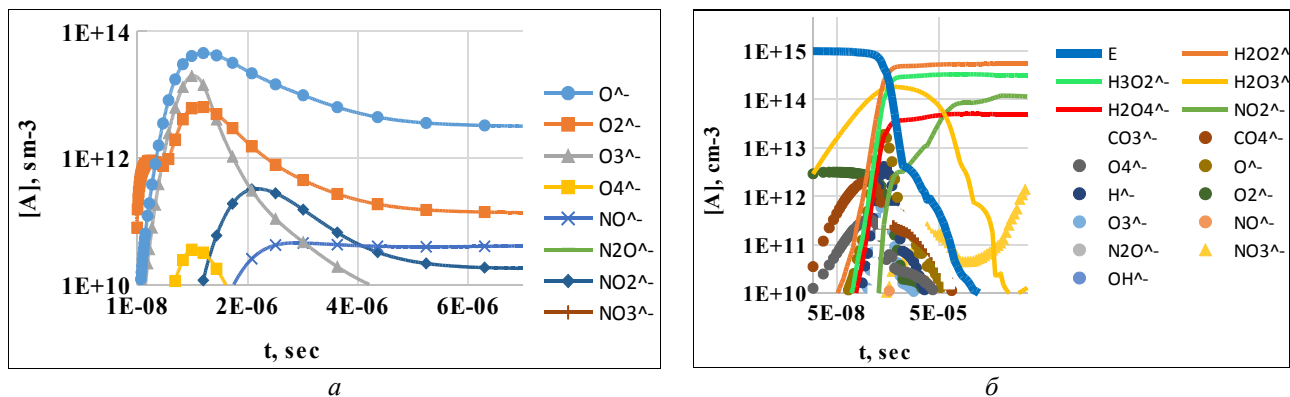


Рис. 2. Залежність концентрацій електронів та негативних іонів від часу моделювання в сухому повітрі (а) та у повітрі з вологістю 1 % при $E = 1000$ В/см та $T = 1000$ К (б).

1. A. Fridman, *Plasma Chemistry* (Cambridge: Cambridge University Press, 2008).
2. M. Capitelli et al. *Plasma Kinetics in Atmospheric Gases* (Berlin - New York, Springer, 2000).
3. www.lxcat.net/Morgan
4. <http://jilawww.colorado.edu/~avp/>
5. www.lxcat.net/Biagi
6. A. Flitti, S. Pancheshniy. Gas heating in fast pulsed discharges in N_2 - O_2 mixtures. *European Physical Journal of Appl. Physics* 45 (2009) 21001.

ПЛАЗМОХІМІЧНИЙ СИНТЕЗ ОПТИЧНО-АКТИВНИХ РЕЧОВИН

В. Черняк, В. Юхименко, К. Юхименко, О. Вергун, Н. Вот, О. Присяжна,
Є. Оберемок, А. Ліптуга, Д. Гамазін, В. Кісленко

Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ, Україна

Протягом усієї п'ятдесятирічної історії інтенсивного розвитку плазмохімії одним з основних напрямків її досліджень був синтез як органічних, так і неорганічних речовин. Саме активований плазмою синтез дав можливість отримати нові невідомі звичайній хімії наноматеріали такі, як фулерени і нанотрубки. Але оскільки і в звичайній хімії залишається невирішеною проблема хірального синтезу з не хіральних речовин. Універсальне правило органічної хімії: «Синтез хіральних сполук з ахіральних реактивів завжди призводить до рацемічної модифікації». «Оптично-неактивні реактиви виробляють оптично-неактивні продукти» [1]. Хоча вирішення цієї проблеми може мати суттєві наслідки для плазмових застосувань (агроплазма, плазмомедицина, фармакологія, харчова промисловість тощо).

У той же час, перспективними для проведення хірального синтезу можуть бути мало досліджені динамічні плазмохімічні системи. Характерною особливістю подібних систем є можливість задавати визначені напрямки руху частинкам реагентів, як за рахунок газодинаміки, так і електричного поля. Оскільки виходячи з означення хіральності, як геометричної властивості просторової структури бути не сумісною зі своїм дзеркальним зображенням в ідеальному плоскому дзеркалі. А також такої властивості елементарних процесів, як пропорційність швидкості процесу тривалості часу взаємодії частинок реагентів. Високих швидкостей іоно-молекулярних реакцій, особливо за участю негативних іонів, з енергією електронної спорідненості меншою за енергію хімічного зв'язку.

Саме дослідженню оптичної активності органічного синтезу в плазмово-рідинній системі з обертовим ковзним розрядом зануреним в рідину присвячена дана робота. Оскільки, як відомо, саме оптична активність середовища є наслідком присутності оптичних ізомерів.

Синтез проводився в експериментальній системі з обертовим ковзним розрядом зануреним у рідину [2]. Суміш етанолу з аміаком використовувалась як досліджувана рідинка. Газ подавався тангенційно до осі системи. CO_2 використовувався в якості робочого газу. Залежно від напрямку подачі газу розряд відбувався в потоці газу, що обертався за або проти годинникової стрілки. Електричне поле газового розряду завжди було направлено перпендикулярно азимутальній складовій швидкості газового потоку. Також напрямок електричного поля міг змінюватись за рахунок зміни полярності напруги живлення розряду (рис. 1).

Під час обробки розчинів у системі утворювалась тверда фаза, що з часом (протягом тижня) переходила у рідку фазу. Це відбувалось тоді коли розчин оброблявся плазмою і при цьому продувався плазмоутворюючий газ, і у випадку коли плазми не було, а неактивований плазмою газ продувався крізь систему. Фото одного з оброблених розчинів представлено на рис. 2.

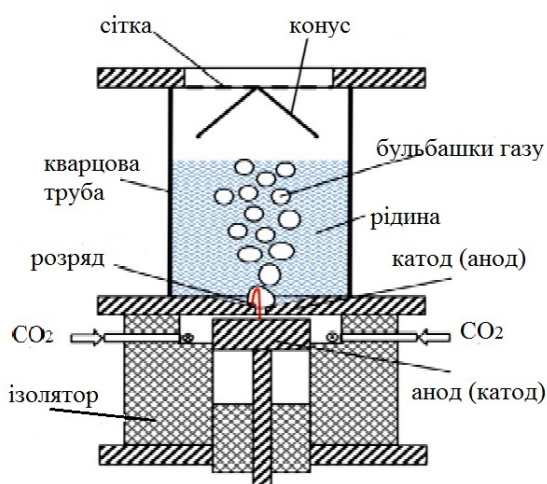


Рис. 1. Експериментальна установка з обертовим ковзним розрядом, що занурений у рідину.

Для вивчення оптичної активності зразків після обробки проводився аналіз розчинів на лазерному модуляційному поляриметрі та з використанням нефелометра НФМ і термостату Corio CD-BC4.

Протягом обробки розчинів у розчинах формується тверда фаза у вигляді осаду. Через деякий час (кілька тижнів) осад перетворюється у рідку фазу. Така поведінка спостерігається для розчинів оброблених плазмовим розрядом і не оброблених.

Аналіз на поляриметрі показує, що для розчинів, які обробляються обертовим ковзним розрядом (для обох полярностей електродів) спостерігається відхилення кута повороту площини поляризації більше, ніж похибка вимірювань і має однакову орієнтацію для всіх режимів.



Рис. 2. Фото системи під час обробки розчину $0,5(\text{C}_2\text{H}_5\text{OH} (96\%)) + 0,5(\text{NH}_4\text{OH} (25\%))$ з газом CO_2 активованим у плазмі розряду.

Кут відхилення сягає до 10 кутових хв. за годинниковою стрілкою. Після тривалого часу від обробки розчинів ефект повороту площини поляризації зберігається, але відхилення зменшуються і становлять до 5 кутових хв. (рис. 3). Досить тривалий час оптична активність розчинів змінюється. Це може бути пов'язано з тим, що хімічні реакції тривають у розчинах.

Для не оброблених плазмовим розрядом розчинів, спостерігається відхилення кута повороту площини поляризації більше похибки вимірювання лише у день обробки, а вже на наступний день відхилення відбувається в межах похибки або взагалі немає. Слід зазначити, що кут відхилення площини повороту залежить від складу розчинів, які обробляються. Якщо зменшити об'єм аміаку в розчині вдвічі, кут відхилення становить кілька хвилин. Якщо зменшити об'єм етанолу в розчині вдвічі, кут відхилення в межах похибки.

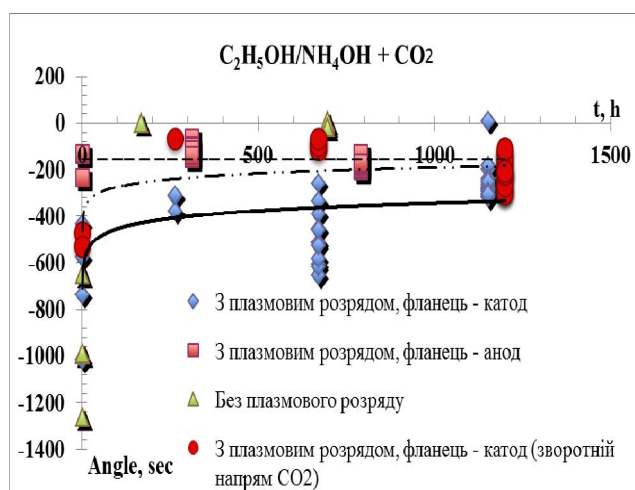


Рис. 3. Оптична активність розчинів після обробки у плазмово-рідинній системі для різних режимів обробки.

Проведені дослідження дають змогу зробити такі висновки:

- Можливий синтез оптично-активної речовини з оптично-неактивних реагентів. Причому, активований плазмою синтез дає змогу отримати речовини, оптична активність яких зберігається більше 1500 год, що неможливо в звичайній хімії.
- За відсутності плазмового розряду під час обробки розчину ефект повороту площини поляризації світла зникає на наступу добу.
- Зміна напрямку електричного поля впливає на оптичну активність активованих плазмою синтезованих речовин.
- Дослідження світлорозсіяння розчинами показало різний характер поведінки розчинів, що були оброблені плазмовим розрядом і що не були. Відбуваються коливання інтенсивності світлорозсіяння з часом. Під дією постійного магнітного поля у розчині, що не оброблений плазмовим розрядом збільшується світлорозсіяння, в той час як у розчинах, що оброблені плазмовим розрядом, дія магнітного поля (0,43 мТл) зменшує амплітуду коливань відносного коефіцієнта світлорозсіяння. Тобто, оброблені плазмовим розрядом розчини показують більш стабільну поведінку.

1. В.И. Гольданский, В. В. Кузьмин. УФН 157(1) (1989) 1.
2. V.Ya. Chernyak et al. Plasma Physics and Technology 7(1) (2020) 6.

ДОСЛІДЖЕННЯ ПЛАЗМИ МІКРОРОЗРЯДУ В ОБЕРТОВОМУ CO₂ ПОТОЦІ

**В. Черняк, О. Цимбалюк, В. Юхименко, О. Коломієць, М. Клочок,
О. Присяжна, К. Юхименко, І. Шведецький**

Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ, Україна

Представлені результати експериментальних і теоретичних досліджень властивостей плазми мікророзряду в обертовому потоці CO₂. Використання CO₂ у якості плазмоформуючого газу представляє особливий інтерес як для біо- і медичних застосувань, так і для галузі плазмово-каталітичного реформування. Це обумовлено тим, що на відміну від плазми повітря в плазмі CO₂ не генеруються шкідливі сполуки азоту NO₂, N₂O та подібних. Але при цьому продуктами розпаду CO₂ є молекулярний кисень. Висока окислювальна здатність атомарного кисню може забезпечувати гарні бактерицидні властивості плазми в біо-, медичних застосуваннях. В окислювальному реформуванні вуглеводнів атомарний кисень є основним зародком ланцюгових реакцій конверсії.

Експериментальні дослідження мікророзряду [1] постійного струму проведені у потоці плазмоформуючого газу CO₂ $G = 0,5 \div 3,0$ л·хв⁻¹ за міжелектродної відстані: $l = 1,5 \div 4,5$ мм та зміні потужності живлення розряду в діапазоні $5 \div 50$ Вт.

Вольт-амперні характеристики мікророзряду в дослідженому діапазоні параметрів мали спадний характер. Було помічено, що збільшення відстані між електродами приводить до більш стійкого горіння розряду для всіх досліджуваних газових потоків. Збільшення потоку газу призводить до збільшення значень напруги за тих же значень струму. По отриманим залежностям падіння напруги на розряді від відстані між електродами було оцінено значення електричного поля в плазмі позитивного стовпа розряду. Напруженість поля E залежала як від міжелектродної відстані d , так і від потоку газу ($0,8 \div 2,5$) 10^3 В/м. При цьому спостерігались суттєві відмінності залежностей $E(d)$ отриманих в потоці CO₂ від аналогічних в повітрі [1].

Оптична емісійна спектроскопія газорозрядної плазми проводилася поблизу поверхні заземленого електрода. З використанням спектрометра Solar III (S-150-2-3648 USB) були виміряні емісійні спектри плазми в діапазоні $200 \div 1080$ нм. Отримані спектри були схожі на спектри плазми тліючого розряду [2]. В основному в них присутні смуги випромінювання збуджених молекул CO, лінії атомів $0(3p5P-3s5S)-777,5$ нм та $0(3p3P-3s3S)-844,47$ нм. Крім того спостерігається лінія Cu 325 нм. Залежності температури заселення збуджених електронних рівнів T_e^* атомів O I визначали за інтенсивностями атомних ліній O I 777,6 нм, 844,9 нм, 927,2 нм. Отримані залежності T_e^* від струму розряду I наведено на рис. 1.

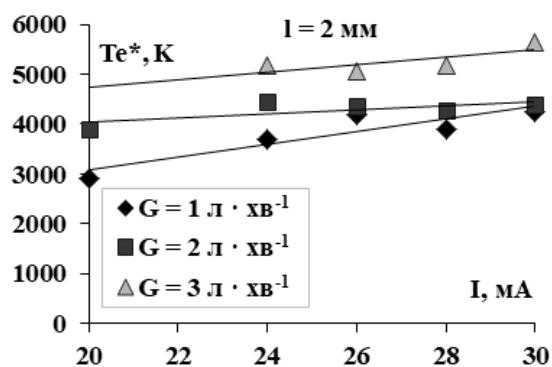


Рис. 1. Температура заселення збуджених електронних рівнів для O I ((777,6 нм, 844,9 нм, 927,2 нм) для $d = 2,0$ мм, $I = 20 \div 30$ МА та $G = 1 \div 3$ л·хв⁻¹).

Беручи до уваги те, що в області вихідного отвору у аноді (заземленому електроді) постійно присутній поперечний продув плазмоформуючого газу через плазмовий стовп розряду постійного струму, цікавість викликала симуляція плазмо-хімічної кінетики в проникаючому газовому потоці за стабільного поперечного відносно потоку газу електричного поля тиску та постійній температурі. Значення температури газу обиралися із значень температури близьких до експериментальних значень.

З метою визначення базових компонент CO₂ плазми та основних механізмів генерації та дисоціації CO₂, CO, O₂ було виконано чисельне моделювання експерименту [1]. Для моделювання було використано програмний пакет ZDPlaskin [3] та доповнену базу електронно молекулярних реакцій [4]. Робота [5] вказує на важливість реакції за участю збуджених компонент. Тому база була доповнена реакціями за участю коливально збуджених молекул кисню. Для обчислення швидкостей за участю використовувалося припущення Мачарета - Фрідмана [5].

Беручи до уваги те, що в області вихідного отвору у аноді (заземленому електроді) постійно присутній поперечний продув плазмо-формуючого газу через плазмовий стовп розряду постійного струму, цікавість викликала симуляція плазмо-хімічної кінетики в проникаючому газовому потоці за стабільного поперечного відносно потоку газу електричного поля тиску та постійній температурі. Значення температури газу обиралися із значень температури близьких до експериментальних значень.

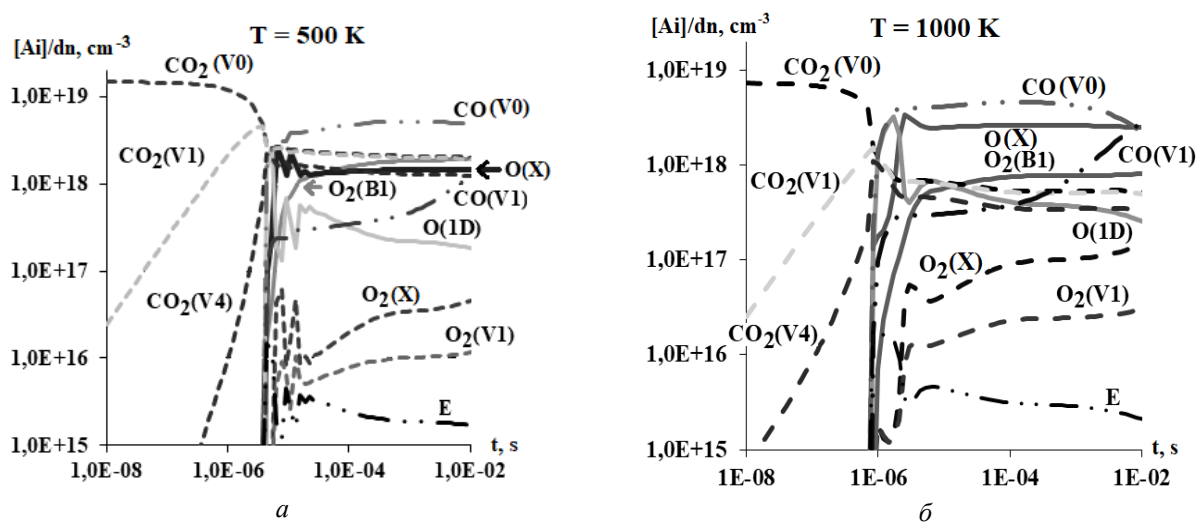


Рис. 2. Залежності концентрації основних компонент мікророзрядної плазми у потоці CO_2 від часу експозиції газу в плазмі для $a - T = 500 \text{ K}$ та $b - T = 1000 \text{ K}$.

Моделювання залежності концентрації основних компонент мікророзрядної плазми у потоці CO_2 проводилося для температур газу $T = 500 \text{ K}$ та $T = 1000 \text{ K}$. На рис. 2 показано результати моделювання залежності концентрації основних компонент мікророзрядної плазми у потоці CO_2 від часу для $a - T = 500 \text{ K}$ та $b - T = 1000 \text{ K}$. На рис. 2 показано, що у плазмі CO_2 збуджених атомарних компонент O I більше, ніж молекулярних O_2 . Це вказує на досить велику активність такої плазми і перспективність використання останньої у плазмовій медицині.

1. V. Chernyak, O.M. Tsymbaliuk et al. Problems of Atomic Science and Technology 6 (2018).
2. Л.С. Полак, Д.И. Словецкий, Т.В. Федосеева. ТВТ 19(6) (1981) 1135.
3. S. Pancheshnyi et al. Computer code ZDPlasKin. University of Toulouse. LAPLACE, CNRS-UPS- INP, 2008
4. V.Ya. Chernyak et al. Problems of Atomic Science and Technology. Ser.: Plasma Physics 1(25) (2019) 108.
5. A. Fridman. *Plasma Chemistry* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2008).

ДОСЛІДЖЕННЯ ШИРОКОАПЕРТУРНОГО ОБЕРТОВОГО КОВЗНОГО РОЗРЯДУ АТМОСФЕРНОГО ТИСКУ ДЛЯ РІЗНИХ ГЕОМЕТРІЙ ЕЛЕКТРОДІВ

В. Черняк, В. Юхименко, К. Юхименко, В. Гапоненко

*Факультет радіофізики, електроніки та комп'ютерних систем,
Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ, Україна*

Низькотемпературна плазма в даний час широко використовується для вирішення не тільки різних наукових, але також й конкретних виробничих задач. Фізико-хімічна активність плазми відома вже понад 100 років, однак, систематичні глибокі дослідження хімії плазми почалися лише в середині 60-х років минулого сторіччя [1]. На сьогодні існує багато наукових робіт присвячених цим дослідженням [2 - 4]. Проте залишається не вирішеною проблема створення потужних промислових плазмово-хімічних систем атмосферного тиску з довготривалим часом роботи, що могли би генерувати широкоапертурні потоки плазми. Тривалість роботи пристроїв генерації плазми зазвичай обмежують процеси руйнування електродів. А напрацювання великих об'ємів плазми за допомогою газових розрядів постійного струму при атмосферному тиску обмежується самою природою – контрактацією розрядного каналу. Перспективним джерелом плазми атмосферного тиску, що задовольнить зазначеним вище вимогам є обертовий ковзний розряд (ОКР) [5, 6]. У цій роботі продовжувались дослідження системи при різній геометрії електродів, які б забезпечували високу тривалість роботи для створення газодинамічної широкоапертурної плазмової системи на базі обертового ковзного розряду для вирішення задачі реформування вугілля та очищення повітря, а також забезпечення ефективного інжектування плазми у об'єм хімічно активних речовин.

Експериментальна установка для дослідження параметрів обертового ковзного розряду представляє собою осі-симетричну систему електродів. Периферійний електрод є заземленим, а на центральний електрод подається висока напруга. Канали подачі газу направлені у міжелектродний простір по дотичній для формування обертового потоку плазмоутворюючого газу. Потік газу (G), що подавався через тангенціально напрямлені канали, виносив розряд назовні і змушував його ковзати по електродах системи [5, 6].

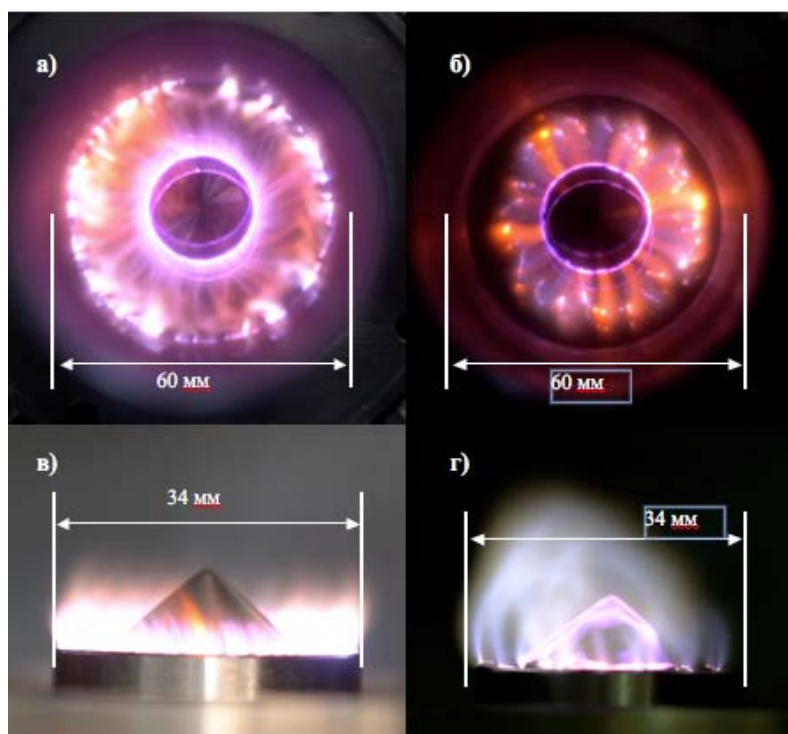


Рис. 1. Фото горіння обертового ковзного розряду при різних режимах роботи системи. Фотографії (а) та (б) – режим широкоапертурного розряду при потоках повітря 50 та 15 л/хв відповідно. Фотографії (в) та (г) – режим інжекторного розряду при потоках повітря 50 та 15 л/хв відповідно.

На рис. 1 представлено фото горіння розряду для різних режимів роботи системи: широкоапертурного та інжекторного. Зміна режиму роботи досягається за рахунок зміни конфігурації електродів. Для реалізації широкоапертурного режиму роботи на периферійному електроді розміщувалась труба з нержавіючої сталі внутрішнім діаметром 54 мм (зовнішній 60 мм), висотою 200 мм. Для реалізації інжекторного режиму роботи на периферійному електроді розміщувалось кільце з нержавіючої сталі внутрішнім діаметром 30 мм (зовнішній 34 мм), висотою 5 мм. В обох режимах центральний електрод був однакової грибовидної форми.

З фотографій видно, що в режимі широкоапертурного горіння розряд займає всю площу периферійного електрода, а в режимі інжекторного горіння вивувається вздовж осі.

Вольт-амперні характеристики розряду для різних режимів роботи представлено на рис. 2.

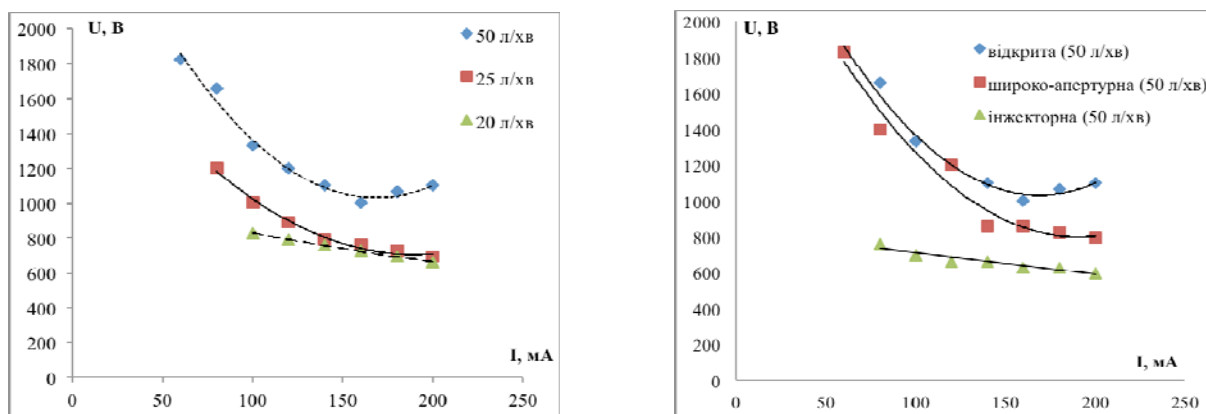


Рис. 2. Вольт-амперні характеристики обертового ковзного розряду при різних режимах роботи системи. Відстань між центральним та периферійним електродами 1 мм. *a* – розряд горить у відкритій системі при різних потоках повітря (без труби та кільця на периферійному електроді); *b* – розряд горить при різних режимах роботи системи, потік повітря 50 л/хв.

Вольт-амперні характеристики мають спадний характер і подібні до характеристик дугового розряду. Для інжекторного режиму напруга слабко змінюється при зміні струму розряду. Це може бути пов'язано з тим, що кільце розміщене на периферійному електроді сильно обмежує простір горіння розряду.

Результати отримані в ході досліджень показали, що змінюючи геометрію електродів отримуємо два режими роботи системи: 1) широкоапертурний режим горіння розряду, який дає змогу збільшувати ресурс роботи електродів та дає змогу обробляти більші площі та об'єми; 2) інжекторний режим, який забезпечує більш глибоке проникнення плазми в газове середовище.

1. Ф.Б. Вурзель, Л.С. Полак. Кинетика и термодинамика химических реакций в низкотемпературной плазме (Москва, Наука, 1965).
2. A. Czernichowski. Oil & Gas Science and Technology. Rev. IFP 56(2) (2001) 181.
3. K. Gutsol. International Journal of Hydrogen Energy 37 (2012) 1335.
4. Z. Luo et al. Surface modification of multiwalled carbon nanotubes via gliding arc plasma for the reinforcement of polypropylene. J. Appl. Polym. Sci. (2012) <https://doi.org/10.1002/app.37986>
5. D.L. Chernolutsky et al. Problems of Atomic Science and Technology. Ser.: Plasma Physics 6(20) (2014) 175.
6. V. Chernyak. In: Proc. 3rd Czech-Russian Seminar on Electrophysical and Thermophysical Processes in Low-temperature Plasma, Brno, Nov. 16 - 19, 1999, p. 94.

ОПТИМІЗАЦІЯ ІОННО-ЦИКЛОТРОННОГО РЕЗОНАНСНОГО НАГРІВАННЯ ПАЛИВА З МЕТОЮ ПІДСИЛЕННЯ РЕАКЦІЇ ЯДЕРНОГО СИНТЕЗУ

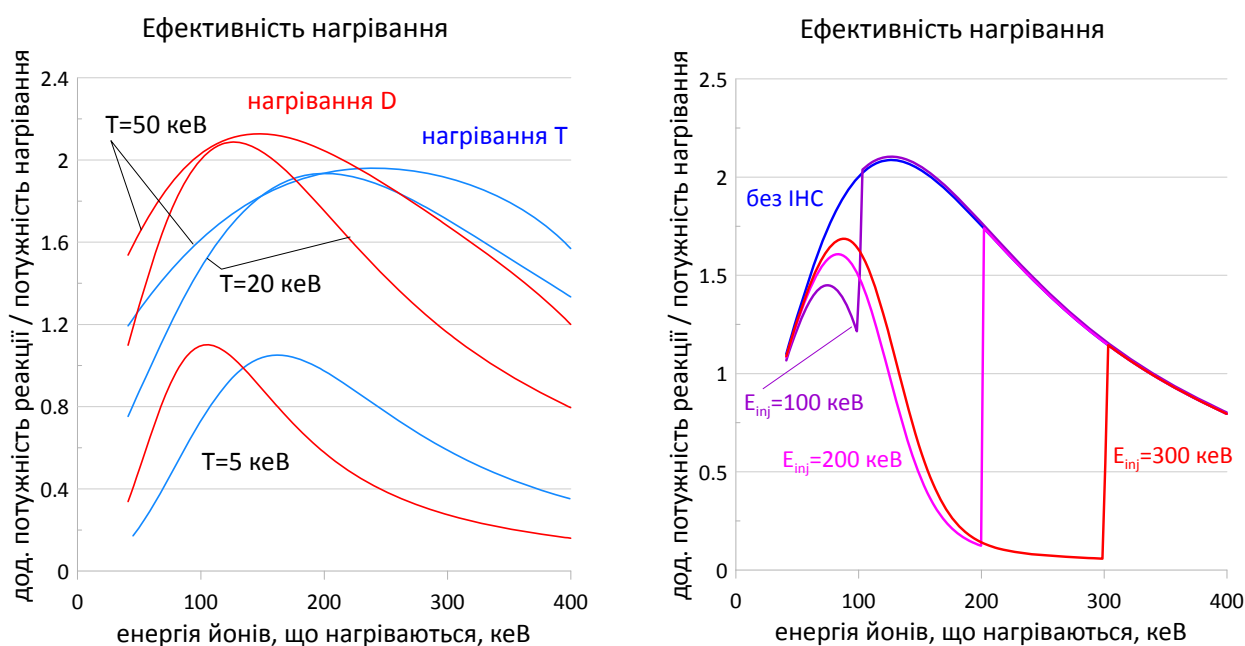
Ю. В. Яковенко^{1,2}

¹ Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

² Національний університет «Києво-Могилянська академія», Київ, Україна

Оскільки максимуми перерізів реакцій синтезу знаходяться при надтеплових енергіях, популяції швидких іонів, створені інжекцією нейтральних струменів (ІНС, NBI, neutral beam injection) та іонно-циклотронним резонансним нагріванням (ІЦРН, ICRH, ion cyclotron resonance heating) у термоядерній плазмі, можуть впливати на інтенсивність горіння в термоядерному реакторі. Попри те, що термоядерний реактор має знаходитися в режимі самопідтримуваного термоядерного горіння, передбачається, що в такому реакторі будуть використовуватися якісь методи додаткового нагрівання плазми (ІНС або радіочастотними хвилями), зокрема, щоб забезпечити керування процесом горіння. Виникають природні питання: чи не варто використати наявність надтеплових струменів для підвищення енергетичної ефективності реактора та якими є граничні можливості такого підвищення. Ще цікавішими є ці питання для субреакторних пристроїв, таких як JET, де, зокрема, спостерігалася синергічна дія ІНС та ІЦРН на інтенсивність реакції DD [1]. Раніше в низці робіт вивчалася можливість підвищити ефективність реактора при застосуванні ІНС [2, 3].

У цій роботі розглядається задача оптимізації, метою якої є знайдення граничних можливостей підвищення енергетичної ефективності реактора при застосуванні ІЦРН до іонів палива або при одночасному застосуванні ІНС та ІЦРН. Наразі розроблено багато методів ІЦРН з дуже різними властивостями. Тому здається доцільним на першому етапі шукати оптимальну стратегію нагрівання, не беручи до уваги її технічну здійсненність. Це міркування приводить до такої оптимізаційної задачі: знайти розподіл коефіцієнта квазілінійної дифузії (КЛД) іонів палива у фазовому просторі, який максимально підвищує потужність реакції при заданій потужності, що поглинається при цьому іонами. Як початковий крок, ми розглядаємо одновимірну задачу, вважаючи, що функція розподілу іонів палива та коефіцієнт КЛД залежать лише від енергії частинки (тобто, ігноруємо просторову та пітч-кутову неоднорідності цих величин).



Залежність ефективності ІЦРН від енергії іонів, до яких прикладається нагрівання. *Ліва панель:* за відсутності ІНС при різних температурах палива (T). Червоні криві – при нагріванні дейтерію, сині – тритію. *Права панель:* за наявності ІНС з різними енергіями інжекції (E_{inj}) при нагріванні дейтерію.

На рисунку представлено залежність розрахованої ефективності ЩРН від енергії іонів, до яких прикладається нагрівання. При цьому ефективність визначається як відношення додаткової потужності термоядерної реакції, створеної струменем прискорених іонів, до потужності нагрівання. На рисунку представлено результати для реакції DT при нагріванні іонів або дейтерію, або тритію у паливній суміші, що складається з рівних кількостей ізотопів. Моделювалася ситуація, коли нагрівання (створення КЛД) здійснюється в вузькому енергетичному інтервалі. З рисунка можна зрозуміти, що за відсутності ІНС оптимальна стратегія ЩРН полягає у створенні максимально сильної КЛД в певному околі енергії, при якій перерізу реакції досягає максимуму. Числове розв'язання оптимізаційної задачі з використанням принципу мінімуму Понтрягіна підтверджує цей висновок. Ефективність нагрівання при оптимальній стратегії перевищує два рази, причому збільшення частки тритію до 2/3 при нагріванні дейтерію (і навпаки) піднімає цю ефективність до ~ 3 . Знайдено, що ефективність зростає з підвищенням температури плазми і слабо залежить від вкладеної потужності (іншими словами, потужність реакції приблизно лінійно залежить від потужності нагрівання, незважаючи на сильно нелінійну залежність від неї функції розподілу струменя; подібна лінійна залежність спостерігалась в експериментах на JET [1]). Треба наголосити, що тут ідеться лише про ту частину енергетичного виграшу, що створюється надтепловими частинками, тобто не розглядається виграш від нагрівання термічної плазми.

Досліджено також випадок одночасного застосування ІНС та ЩРН (див. рисунок). Ми бачимо, що наявність ІНС практично не збільшує ефективність ЩРН, якщо енергія інжекції не перевищує енергію максимального перерізу реакції. Коли ж іони інжектуються з більшими енергіями, ефективність ЩРН падає. При цьому ефективність ІНС, яка вживається окремо, становить приблизно 1,5.

Реакція DD, яка вивчалася в експериментах [1], потребує окремого розгляду.

Ця робота виконувалася у рамках Консорціуму EUROfusion і отримувала підтримку Програми досліджень та навчання 2014 - 2018 Євратома за грантовою угодою № 633053, НАН України за темою «Явища, пов'язані з енергійними іонами, в токамаках та стелараторах» та Проектом № ПЛ15/19, а також за проектом № 6392 Науково-технологічного центру в Україні (STCU) та НАН України. Погляди та міркування, висловлені тут, не обов'язково відображають думку Європейської Комісії.

1. A.V. Krasilnikov et al. Plasma Phys. Control. Fusion 51 (2009) 044005.
2. J.M. Dawson, H.P. Furth, F.H. Tenney. Phys. Rev. Lett. 26 (1971) 1156.
3. D.L. Jassby. Nucl. Fusion 17 (1977) 309.

Анотації до доповідей з радіобіології та радіоекології

ОСОБЛИВОСТІ ПЕРЕБІГУ ГЕМАТОЛОГІЧНОЇ ПАТОЛОГІЇ У ДІТЕЙ, ЯКІ ЖИВУТЬ В УМОВАХ ДІЇ МАЛИХ ДОЗ РАДІАЦІЇ ПІСЛЯ АВАРІЇ НА ЧОРНОБИЛЬСЬКІЙ АЕС

**В. Г. Бебешко, К. М. Бруслова, Л. О. Ляшенко, Н. М. Цветкова, Л. О. Гончар, І. В. Трихліб,
В. В. Василенко, С. М. Яцемирський, Ю. М. Самсон, Н. В. Кавардакова**

ДУ «Національний науковий центр радіаційної медицини НАМН України», Київ, Україна

Канцерогенні ефекти у дітей, зокрема лейкемії, можуть виникати при впливі малих доз радіації, і при цьому необхідно враховувати гетерогенність дитячого контингенту, серед якого наявні особи з різною чутливістю до репарації ушкоджених структур [1, 2]. На стан гемопозу дітей впливають також фактори оточуючого середовища, до яких належать природно-кліматичні умови, екологічна ситуація в місцях проживання людей, особливості житлового та професійного середовища тощо [3, 4]. Тому вивчення особливостей перебігу гематологічної патології у дитячого населення, яке мешкає в умовах впливу несприятливих факторів довкілля, в тому числі малих доз радіації, є актуальним.

Нами вивчались клініко-гематологічні характеристики та перебіг гострих лімфо- та мієлобластних лейкемій і анемій різної етіології у дітей ($n = 393$) – мешканців найбільш забруднених радіонуклідами територій Київської, Житомирської та Чернігівської областей України. Обстеження та лікування хворих проводилось у відділенні радіаційної гематології дитячого віку клініки ННЦРМ з 1996 по 2019 рр. Вік дітей коливався від одного до 18 років. З гострою лімфобластною лейкемією було 98 хворих (про-В варіант – 6, «загальний» тип – 84, пре-В – 8), мієлобластною – 37 (М1 варіант – 22, М2 – 15). У 258 дітей діагностувались анемічні стани різної етіології. Розподіл дітей з анемічними станами був проведений за вмістом заліза та феритину в сироватці крові. У 27,9 % пацієнтів був дефіцит заліза, у 70,1 % осіб рівень сироваткового заліза та феритину був нормативний або підвищений, тобто анемії були нормохромно-нормоцитарними.

Радіоекологічна ситуація оцінювалась на підставі клініко-гематологічних показників у дітей з урахуванням доз опромінення згідно з матеріалами «Загальнодозиметричної паспортизації населених пунктів України, що зазнали радіоактивного забруднення після Чорнобильської аварії». Дози опромінення дітей коливались від $0,35 \pm 0,09$ до $5,54 \pm 0,12$ мЗв. Вплив негативних факторів оточуючого середовища оцінювався за ступенем інтегрального забруднення територій: атмосферного повітря, поверхневих вод, ґрунтів (пестицидами, важкими металами: Pb, Cu, Ni, Cr, Mn, Zn, Fe та ізотопом цезію ^{137}Cs). Території розподілялись на помірно забруднену, забруднену та дуже забруднену (Матеріали Національної доповіді в Україні, 2016 р.). Вивчався анамнез життя дітей, хвороби у родоводі. Досліджувались показники периферичної крові, в тому числі морфометричні параметри еритроцитів, загальноприйняті біохімічні параметри сироватки крові, амінокислоти та пірофосфати кальцію в сечі, рівень сироваткового заліза, феритину, вільного тироксину, тиреотропного гормону гіпофізу, кортизолу та щільність кісткової тканини.

Діагноз гострої лейкемії встановлювався на підставі морфологічної оцінки бластних клітин кісткового мозку за ФАБ-класифікацією, субпопуляційного складу імунотропних клітин і експресії поверхневого фенотипу (дослідження проводились в лабораторії клінічної імунології ІКР – керівник відділу, чл.-кор. НАМН України, д-р мед. наук, проф. Д. А. Базика).

Статистична обробка отриманих даних проводилась з використанням кореляційного аналізу: коефіцієнтів кореляції Спірмена та Ст'юдента, критерію Манна-Уїтні, методу інтервального оцінювання. Використовувався пакет MS Excel.

Дози опромінення дітей трьох областей України знаходились в межах від 0,05 до 14,6 мЗв (середня $3,1 \pm 0,6$ мЗв). Не встановлено кореляційного зв'язку між величиною цих доз опромінення дітей та варіантами гострих лейкемій і перебігом захворювання. Однак доведено, що на дуже забруднених територіях доля хворих на про-В-варіант з ініціальним числом лейкоцитів вищим за 50 Г/л і несприятливим перебігом хвороби була більшою, ніж на помірно забруднених.

Доведено внесок генетичної компоненти у розвиток та перебіг гострих лейкемій у дітей. Частота випадків онкологічних захворювань у родоводі дітей з гострими лейкеміями становить 24,6 % проти 9,7 % у загальній популяції. За наявності у родоводі онкологічних та ендокринних хвороб частіше захворюють на гострі лейкемії діти віком до 6 років. У 56,0 % хворих в ініціальний період захворювання діагностувались нормохромно-нормоцитарні анемії різного ступеню важкості з нормативним чи підвищеним вмістом заліза та феритину в сироватці крові ($(28,9 \pm 2,7$ мкмоль/л) та $(189,4 \pm 14,7$ нг/мл) відповідно). У 32 % дітей у дебюті гострих лейкемій спостерігались зміни в показниках гормональної регуляції, що сполучалось з несприятливим перебігом захворювання. За вмістом амінокислот, які входять до складу колагена, в організмі превалювали катаболічні процеси над анаболічними. Встановлені зміни в регуляції синтезу колагену, дисбалансі амінокислот та кістках, зниження щільності кісткової тканини, що негативно впливало на виживаність хворих на гострі лейкемії. Після аварії на ЧАЕС, починаючи з 1989 до 2008 року, збільшилась доля дітей старших за 12 років, які захворіли на гострі лейкемії з несприятливим перебігом захворювання.

У розвитку залізодефіцитних анемій важливу роль відіграють характер харчування та менорагії у дівчат. На розвиток дефіцитних анемій впливають захворювання шлунково-кишкового тракту, вогнища хронічної інфекції та ендокринна патологія. У третини дітей з дефіцитними анеміями був підвищений вміст сироваткового заліза та феритину. Слід зазначити, що після аварії спостерігається перерозподіл анемічних станів і збільшується відсоток дітей з дефіцитними анеміями з надлишком заліза в організмі (з 24 % у 1992 р. до 57 % у 2018 р.), які становлять групу підвищеного ризику з онкогематологічної патології. Не встановлено різниці між показниками еритроцитарної ланки гемопоєзу залежно від доз опромінення дітей.

Збільшується кількість дітей з моноцитозами в найбільш екологічно забруднених регіонах областей. Виявлено прямий кореляційний зв'язок між ступенем інтегрального забруднення території та відсотком дітей з підвищеним вмістом моноцитів в крові, які проживають в цій місцевості ($r_s = 0,45$). Причинами цього можуть бути зміни в ферокінетичних процесах, моноцитарно/макрофагальній ланці, наявність бактеріальної інфекції, надлишок заліза в організмі. Моноцитоз у дитини може бути також одним із ранніх критеріїв мієлодиспластичного синдрому.

Якісні характеристики лімфоцитів, гранулоцитів та тромбоцитів крові у дітей залежали від активності імунних процесів в організмі, антигенної стимуляції, наявності вогнищ інфекції, алергічних реакцій, вживання медикаментів, профілактичних щеплень тощо. Кількісні та якісні зміни в гемограмі дітей можуть віддзеркалювати вплив ендо- та екзогенних факторів, в тому числі і малих доз радіації. Причому кількість дітей з дегенеративними і аберантними формами елементів гемопоєзу з 1992 р. збільшилась з 38 до 69 %.

Отримані результати свідчать про вплив різних факторів на перебіг гематологічної патології. Розкритий один з механізмів канцерогенезу у дітей з гострими лейкеміями на підставі оцінки стану гемопоєзу, кісткової тканини та їхньої ендокринної регуляції. Це дало можливість впровадити заходи корекції на сучасному рівні, які сприяють виживаності хворих та якості їхнього життя, а також зниженню частоти розвитку гематологічної патології у дітей групи ризику.

1. R. Wakeford. Chernobyl and Fukushima – where are we now? J. Radiol. Prot. 36(2) (2016) 1.
2. Ю.Г. Антипкин. Педиатрия в Украине – стратегические направления сегодня и завтра. Журнал НАМН країни. Наукова діяльність. 04.07.2019.
3. А.М. Сердюк. Укрепление и сохранение здоровья человека – общее дело ученых разных стран. Довкілля та здоров'я 1 (2010) 3.
4. В.Г. Бебешко та ін. Вплив оточуючого середовища на стан гемопоєзу, розвиток і перебіг гострих лейкемій у дітей після аварії на ЧАЕС. Укр. ж. медицини, біології та спорту 4(6) (2019) 110.

ЗМІНИ СТАНУ ЗДОРОВ'Я УЧАСНИКІВ ЛІКВІДАЦІЇ НАСЛІДКІВ АВАРІЇ НА ЧАЕС, ДОРΟΣЛОГО ЕВАКУЙОВАНОГО НАСЕЛЕННЯ У ВІДДАЛЕНОМУ ПЕРІОДІ АВАРІЇ: НЕПУХЛИННА ЗАХВОРЮВАНІСТЬ, ІНВАЛІДНІСТЬ, СМЕРТНІСТЬ, ЕФЕКТИ ЗОВНІШНЬОГО γ -ОПРОМІНЕННЯ

В. О. Бузунов, О. А. Капустинська

Національний науковий центр радіаційної медицини НАМН України, Київ, Україна

Проведені тривалі когортні епідеміологічні дослідження стану здоров'я учасників ліквідації наслідків аварії на ЧАЕС (далі – «ліквідатори»), населення, евакуйованого із 30-км зони ЧАЕС у віці 18 - 60 років (далі – «евакуйовани») у віддаленому періоді. Період досліджень – 1988 - 2016 рр., предмет досліджень – непухлинна захворюваність, інвалідність, смертність, ефекти зовнішнього γ -опромінення всього тіла. Когорту «ліквідаторів» становили особи, віком на дату аварії 18 - 60 років, чисельністю 65 545 осіб з індивідуальними дозами зовнішнього γ -опромінення всього тіла в діапазоні 0 - 0,7 Гр. Загальна чисельність когорти евакуйованих становила 42 982 особи. Дозова субкогорти «евакуйованих» включала 1 810 осіб з індивідуальною дозою зовнішнього γ -опромінення в діапазоні 0 - 0,325 Гр.

Джерелом медико-дозиметричної інформації є дані Державного реєстру України осіб, які постраждали внаслідок Чорнобильської катастрофи (ДРУ), і клініко-епідеміологічного реєстру ННЦРМ (КЕР).

У змінах здоров'я досліджуваних контингентів населення у віддаленому періоді аварії на ЧАЕС, обумовлених непухлинними захворюваннями, визначені три основні періоди.

Перший період, що припадає на перші 6 років з дати аварії (1988 - 1992 рр.), характеризується розладами здоров'я, переважно функціонального характеру. Цьому періоду притаманний підвищений рівень частоти гіпертензій, психічних, поведінкових розладів, розладів вегетативної нервової системи, зокрема, вегето-судинна дистонія (ВСД), гормональної активності щитоподібної залози. Зазначене є підставою розглядати, як ефекти дії психосоціального стресу, внутрішнього іонізуючого опромінення щитоподібної залози ізотопами йоду, зовнішнього γ -опромінення всього тіла.

Другий період змін здоров'я «ліквідаторів», «евакуйованих» – віддалений за часом період суттєвого росту рівня частоти широкого спектра хронічних груп і форм загальних соматичних захворювань. Цей період охоплює 1998 - 2007 рр. У структурі захворювань в цей період основні частки, в порядку зниження частки, становили хвороби системи кровообігу, органів травлення, дихання, щитоподібної залози, нервової, сечостатевої і кістково-м'язової систем.

Третій період у змінах здоров'я «ліквідаторів» і «евакуйованих» – період поступового зниження рівня непухлинної захворюваності. Припадає на період 2008 - 2016 рр.

У післяаварійному періоді встановлено, починаючи з 1993 р. поступове збільшення рівня інвалідності «ліквідаторів» і «евакуйованих» від непухлинних захворювань. Рівень інвалідності, в даному випадку, виріс у «ліквідаторів» з 12,6 випадків на 10^{-3} людино-років у першому періоді, до 273,3 випадків в другому періоді, і до 305,0 випадків на 10^{-3} людино-років у третьому періоді; у «евакуйованих», відповідно з 12,6 до 147,5 і 144,2 випадків на 10^{-3} людино-років у другому і третьому періодах.

Найвищий рівень інвалідності встановлено у «ліквідаторів», віком на дату аварії 40 - 60 років. У третьому періоді – 376,8 випадків на 10^{-3} людино-років, у «ліквідаторів» молодшого віку на дату аварії, відповідно, 287,1 випадків на 10^{-3} людино-років. У рівні інвалідності «евакуйованих» суттєвих вікових відмінностей не встановлено.

У структурі причин інвалідності «ліквідаторів» 75 % становлять хвороби системи кровообігу, 11 % – нервової системи. У «евакуйованих» 74 і 9 % відповідно.

Віддалений період з дати аварії на ЧАЕС характеризується поступовим зростанням рівня смертності, як «ліквідаторів», так і «евакуйованих», від непухлинних захворювань, особливо, осіб віком на дату аварії 40 - 60 років.

Рівень смертності «ліквідаторів» зріс серед осіб молодшої вікової групи (18 - 39 років) з 1,0 випадків на 10^{-3} людино-років у першому періоді до 14,0 випадків на 10^{-3} людино-років, у третьому періоді; старшої вікової групи (40 - 60 років) – з 2,4 випадків на 10^{-3} людино-років до 84,6 випадків на 10^{-3} людино-років. У «евакуйованих» ці величини становили, відповідно, 1,04 і 6,86; 6,73 і 31,65 випадків на 10^{-3} людино-років.

У структурі причин смерті «ліквідаторів» 78 - 83 % становлять хвороби системи кровообігу, друге місце займають хвороби органів травлення, третє – хвороби органів дихання. Практично, аналогічна структура причин смерті «евакуйованих». Частка хвороб системи кровообігу становила 84 - 94 %. У осіб молодшої вікової групи (18 - 39 років на дату аварії) 9 % припадає на хвороби органів травлення.

На основі ризик-аналізу залежності розвитку хвороб системи кровообігу від дози зовнішнього γ -опромінення всього тіла у «ліквідаторів» встановлені достовірні значення відносного ризику (RR) у дозовому діапазоні від 0,05 до 1,7 Гр. ERR Гр⁻¹ в розвитку ішемічної хвороби серця становив 1,16 (95 % CI = 1,01; 1,32); стенокардії – 1,25 (95 % CI = 1,01; 1,50); цереброваскулярних захворювань – 0,59 (95 % CI = 0,42; 0,83), гіпертонічної енцефалопатії 1,85 (95 % CI = 1,07; 3,20), кардіоміопатії – 0,64 (95 % CI = 0,45; 0,92).

Достовірні додозалежні ефекти в розвитку окремих непухлинних захворювань системи кровообігу, органів дихання, травлення, жіночих статевих органів встановлені і у «евакуйованих» при дозі зовнішнього γ -опромінення всього тіла в діапазоні від 0,05 до 0,32 Гр.

Вагомий внесок у розвиток основних непухлинних захворювань, зокрема, у «ліквідаторів» внесли фактори нерадіаційного характеру – психосоціальний стрес, поведінкові (паління, зловживання алкоголю), нераціональне харчування; соціального і економічного характеру. Ці фактори потрібно врахувати у системі соціального і медичного захисту постраждалих.

ДИНАМІКА НАКОПИЧЕННЯ ^{90}Sr І ^{137}Cs У МИШОПОДІБНИХ І ЗЕМЛЕРИЙОК ЧОРНОБИЛЬСЬКОЇ ЗОНИ ВІДЧУЖЕННЯ У 1986 - 2018 РР.

С. П. Гащак, Ю. О. Маклюк

Чернобильський центр з проблем ядерної безпеки, радіоактивних відходів та радіоекології, Славутич, Україна

Оцінку радіаційного впливу на диких тварин забруднених територій здійснюють відносно дози, що накопичена за рахунок зовнішнього і внутрішнього опромінення. Звичайно, вміст накопичених радіонуклідів і потужність зовнішньої дози дають змогу оцінити загальну дозу. Але, потенційний ефект часто залежить від довготривалої історії опромінення, продовж кількох поколінь, тому знання про цю історію мають безсумнівне значення. Дана доповідь розглядає накопичення ^{90}Sr і ^{137}Cs у мишоподібних і землерийок, звичайних об'єктів дослідження у Чернобильській зоні відчуження (ЧЗВ). Ці радіонукліди (РН) є основними дозоутворювачами у ЧЗВ в останні 20 - 25 років, оскільки більшість інших або повністю, або суттєво розпалися, або мають дуже мале радіологічне значення для біоти [1].

У теорії, кількість РН напряду визначає потужність дози навколо, і остання міняється з першим. Грубо, якщо не має додаткового надходження, потужність дози повторює тренд розпаду РН. Але з самого початку після аварії спостерігали незакономірні зміни потужності зовнішньої дози і забруднення тварин, хоча розпад РН відбувався за класичними законами [2]. Причини такої суперечності полягали у міграції РН, трансформації їхніх фізичних і хімічних форм, зміні біодоступності у ґрунті, значних сезонних змінах харчування, погоді тощо [3]. Перший аналіз багаторічних змін у переході РН в системі «ґрунт - тварина» здійснено для 1986 - 2005 рр. [3] з використанням власних і літературних даних. Забруднення тварин оцінювали як відношення питомої активності (кБк/кг) до запасу РН на дослідній ділянці (кБк/м²), тобто як коефіцієнт надходження (КН). Такий підхід давав змогу об'єднувати дані для ділянок з різним забрудненням, і оцінювати багаторічні зміни надходження, виключаючи вплив розпаду РН. Дана доповідь продовжує аналіз, в тому числі для наступних 2007 - 2018 рр.

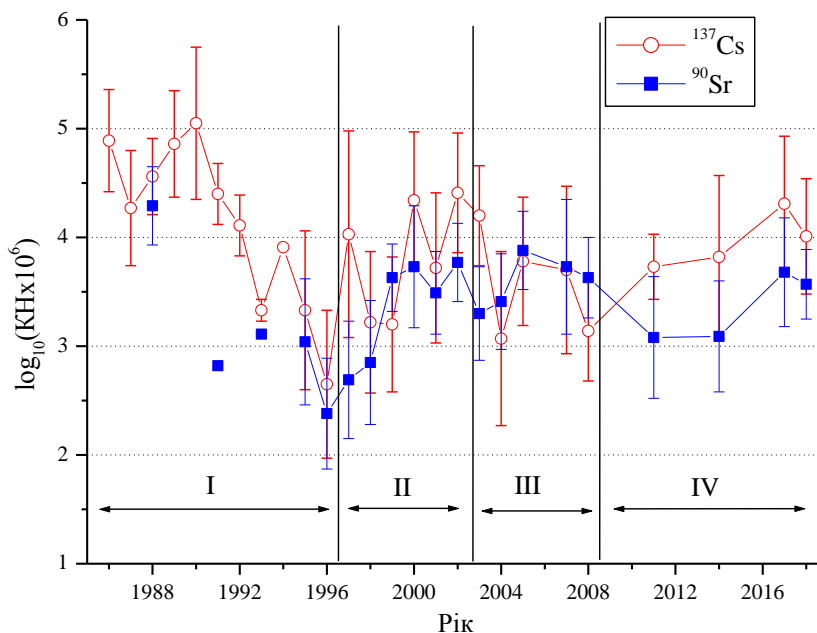


Рис. 1. Динаміка надходження РН у системі «ґрунт - тварина» у ЧЗВ у 1986 - 2018 рр.
I, II, III і IV – умовні періоди (див. текст), середня_{геом.} ± ст. відхилення_{геом.}

За результатами аналізу, зміни $\text{КН}_{\text{РН}}$ у системі «ґрунт-тварина» мали кілька специфічних етапів. Перший (I, рис. 1) тривав з 1986 р. до середини 1990-х років, коли КН обох РН зменшився на два порядки внаслідок їхнього заглиблення і іммобілізації у ґрунті [4]. Далі, у 1996 - 2002 рр., обидва РН показали зворотне зростання надходження (II, див. рис. 1), як результат деструкції «гарячих» частинок, виявленої у той період [4]. Незважаючи на суттєві сезонні і річні варіації, середні КН зросли на поря-

док. У наступні 2003 - 2008 рр. мало місце повторне зниження КН (III, див. рис. 1), очевидно викликане іммобілізацією РН вилужених з «гарячих» частинок, що розпалися. З 2008 - 2010 рр. знову мало місце зворотне зростання КН_{Сs}, на порядок до 2018 р.; хоча КН_{Sr} наче так не зростав (IV, див. рис. 1). Єдине, що може пояснити чергове зростання, це – глобальні зміни клімату. За даними Чорнобильської метеостанції, середня температура повітря у травні - вересні 2008 - 2018 рр. перевищила багаторічні середні за останній 30-річний період, і продовжує зростати (рис. 2). До того, сума опадів з року в рік зменшується. Раніше ми вже повідомляли про позитивну кореляцію між середньою температурою повітря і КН_{РН} [3]; можливо це ефект концентрування РН у кормах рослиноїдних тварин при високій температурі. Хоча дефіцит опадів і води в екосистемах стає очевидним, а вплив опадів на КН_{РН} у рослин добре відомий [5], вплив опадів на КН_{РН} у тварин не виявлено. Можливо, це наслідок дії багатьох чинників на міграцію РН у трофічних ланцюгах; так само, як і результат варіабельного гетерогенного складу первинних даних (різні ділянки, ґрунтові умови, видовий склад, сезонний раціон тощо).

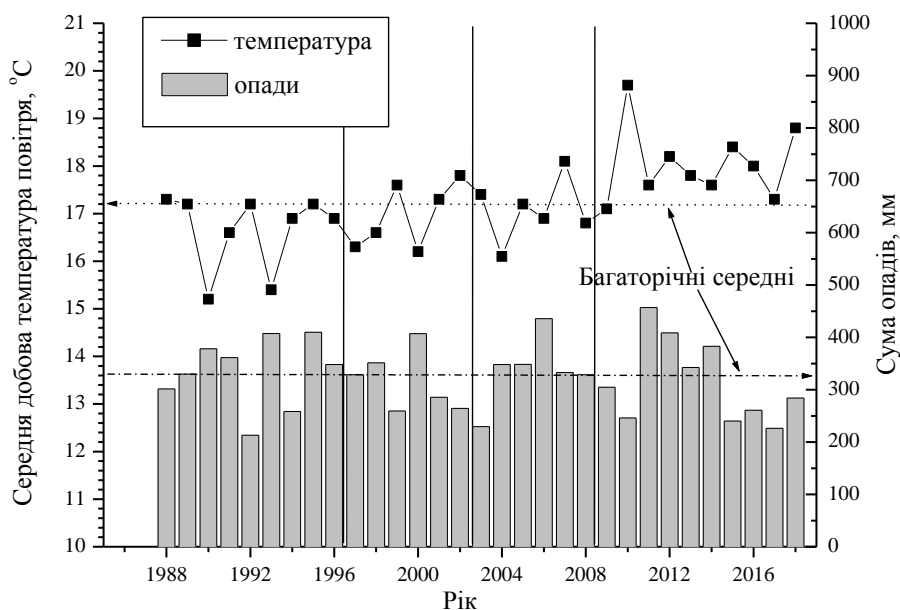


Рис. 2. Середня добова температура повітря (°C) і сума опадів у травні - вересні 1988 - 2018 рр. (за даними Чорнобильської метеостанції).

Отже, у 2008 - 2018 рр. спостерігалось зростання надходження РН у системі «ґрунт - тварина», до рівнів 20-річної давнини. Проте, через розпад РН (у 2018 р. тільки 46 - 48 % вихідної кількості) забруднення тварин було у 10 - 15 разів менше, ніж після аварії. За 30 років КН_{РН} падав і зростав кілька разів у межах двох порядків величини, тому досліджуючи радіобіологічні ефекти дослідники мають їх оцінювати відносно радіоекологічних умов конкретного періоду і конкретної ділянки.

1. N.A. Beresford et al. Predicting the radiation exposure of terrestrial wildlife in the Chernobyl exclusion zone: an international comparison of approaches. *J. Rad. Prot.* 30 (2010) 341.
2. V.G. Baryakhtar et al. Problems in small mammal's radioecology. *Environmental Sciences and Pollution Research* 1 (2003) 95.
3. Ю.А. Маклюк и др. Многолетняя динамика радиоактивного загрязнения (⁹⁰Sr, ¹³⁷Cs) мелких млекопитающих в Чернобыльской зоне *Экология* 38(3) (2007) 198.
4. Yu.A. Ivanov, V.A. Kashparov. Long-term dynamics of the radiological situation in terrestrial ecosystems of the Chernobyl Exclusion Zone. *Environ. Sci. Pollut. Research* 1 (2003) 13.
5. A.I. Shcheglov, O.B. Tsvetnova, A.L. Klyashtorin. *Biogeochemical Migration of Technogenic Radionuclides in Forest Ecosystems* (Moskva, Nauka, 2001) 235 p.

ХЕМІЛЮМІНЕСЦЕНЦІЯ КРОВІ ТА ЦИТОГЕНЕТИЧНІ ЕФЕКТИ В КЛІТИНАХ КІСТКОВОГО МОЗКУ ЩУРІВ ЗА РІЗНИХ РЕЖИМІВ ВВЕДЕННЯ ¹³¹I

Ю. П. Гриневич, О. А. Костура, А. І. Липська, С. В. Телецька

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Відомо, що формування радіобіологічних ефектів обумовлено як прямою дією іонізуючого випромінювання, коли молекули зазнають змін безпосередньо при взаємодії з випромінюванням, так і непрямою, за якої молекула безпосередньо не поглинає енергію випромінювання, а одержує її від високо реакційних активних хімічних форм (вільних радикалів різної природи), що виникають як результат прямих радіаційних фізико-хімічних перетворень. Іонізуюча радіація ініціює зміни перебігу первинних фізико-хімічних реакцій в організмі, зокрема процеси утворення і рекомбінації вільних радикалів, що є ініціаторами подальших змін перекисних процесів в біологічних структурах які призводять до ушкоджень мембранного апарату клітин, денатурації білків і нуклеїнових кислот, а також до розвитку вторинних вільнорадикальних реакцій, продукти яких (вторинні радикали) вступають у взаємодію з різними компонентами клітини: білками, нуклеїновими кислотами та ліпідами. У результаті таких вільнорадикальних реакцій відбувається як деградація молекул-мішеней так і утворення стабільних продуктів реакції (обрив ланцюга окислення). В науковій літературі побутує думка про те, що значна частина радіаційних ефектів зумовлена не прямою, а опосередкованою дією іонізуючого опромінювання через посилення перекисних процесів, катаболізму органічних сполук та антиоксидантним захистом, В цьому аспекті цікавим є аналіз впливу вільно радикальних процесів на розвиток цитогенетичних ефектів в клітинах кісткового мозку тварин за дії малих доз інкорпорованих радіонуклідів. У роботі представлено результати порівняльно-узагальненого аналізу динаміки перебігу вільнорадикальних процесів (ВРП) у крові щурів, що тестувались за реакцією хемілюмінесценції (ХЛ) у периферичній крові, та цитогенетичні ефекти в клітинах кісткового мозку (ККМ) за тривалого сталого та тривалого змінного (моделювання аварійного викиду ¹³¹I у довкілля) введення ¹³¹I.

Мета роботи: оцінити можливий вклад непрямої дії іонізуючого випромінювання інкорпорованого ¹³¹I в ушкодження хромосомного апарату ККМ за різних активностей та режимів його введення.

Динаміку ВРП за перорального (через зонд) тривалого введення ¹³¹I сталої (29,3 кБк на тварину) активності та змінної (введення відповідно до фізичного розпаду ¹³¹I з початковою активністю 32,3 кБк на тварину) досліджували у гемолізатах крові щурів лінії Вістар масою 200 ± 15 г методом хемілюмінесценції за найінформативнішими її показниками. Визначали прооксидантно-антиоксидантне співвідношення (світлосума світіння- Σ_{300}), наявність антиоксидантів (прикінцева інтенсивність світіння - $I_{кінц}$) та вільних радикалів (амплітуда максимальної інтенсивності світіння - I_{max}), швидкість утворення ВР та час виходу ХЛ-реакції на максимальні значення (t_{max}). Кров для досліджень брали із хвостової вени. Кістковий мозок вимивали із стегнової кістки 4 мл ембріональної телячої сироватки. Для накопичення достатньої кількості метафазних клітин в кожну пробу додавали 0,5 мл колхіцину (10^{-5} мг/мл.) Цитогенетичні ефекти оцінювали за абераціями хроматидного і хромосомного типів в ККМ на стадії метафази

Аналіз радіогенних змін ВРП в периферичній крові та ККМ за інкорпорованої дії радіонуклідів ⁹⁰Sr + ⁹⁰Y, ¹³⁷Cs+^{137m}Ba та ¹³¹I (власні дослідження) виявив однотипну закономірність перебігу ВРП в периферичній крові і ККМ, що свідчить про взаємопов'язаність радіогенних їхніх змін і дає змогу оцінювати стан окисного метаболізму в ККМ (не видаляючи ці клітини) на основі досліджень ВРП у периферичній крові. Як стале, так і змінне введення ¹³¹I спричиняє односпрямовані екстремальні зміни перекисних процесів у крові з мінімальними значеннями кінетичних параметрів ХЛ-реакції (Σ_{300} , I_{max} та швидкість утворення ВР) на ранніх стадіях його дії (1 - 3 доби), окрім $I_{кінц}$ та t_{max} , що знаходяться в обернено-пропорційній залежності на 1 - 3-тю доби експерименту.

Дослідження цитогенетичних ушкоджень в ККМ за інкорпорованої дії вказаних вище активностей ¹³¹I і режимів його введення не виявили суттєвих відмінностей за частотою аберацій хроматидного типу. Зміни відбувались, в основному, за рахунок специфічних маркерів радіаційної дії: дицентричних хромосом з супроводжуваними парними фрагментами і вільних парних фрагментів, збільшення аберацій яких відзначалося уже з 1-ї доби і не змінювалось до 3-ї. У подальшому на 7 - 8-му і

14 - 15-ту доби експерименту реєстрували зменшення їхньої частоти. Водночас, спостерігали незначну кількість атипових хромосом на 1-шу добу експерименту з поступовим зростанням їхнього рівня з 7-ї доби і досягненням максимальних значень на завершення експерименту (14-та – 15-та доби).

Аналіз динаміки перебігу ВРП в крові та цитогенетичних ефектів в ККМ показав, що як стале, так і змінне введення ^{131}I спричиняє односпрямовані зміни інтенсивності утворення ВР та дицентричних хромосом (променеві маркери) впродовж всього терміну експерименту, тоді як для аномальних моноцентриків така залежність характерна до 3-ї доби, що в подальшому до завершення експерименту (15-та доба) переходить в обернено-пропорційну. Окрім того, впродовж всього експерименту реєструється прямо-пропорційна залежність досліджуваних цитогенетичних показників з наявністю в системі антиоксидантів ($I_{\text{кінц}}$). Прооксидантно-антиоксидантне співвідношення знаходиться в прямо-пропорційній залежності зі змінами ацентричних фрагментів та дицентричних хромосом і в обернено-пропорційній – зі змінами аномальних моноцентриків від 7-ї і до 15-ї доби експерименту.

Отримані дані дають змогу припустити, що доказом непрямої дії I^{131} , як чинника іонізуючої радіації, на цитогенетичні ушкодження в ККМ можуть слугувати їхні радіогенні ушкодження, що проявляються через ВРП і сформовані на стадії первинних радіобіологічних ефектів: 1 – фізична стадія (10^{-16} - 10^{-13} с) – збудження та іонізація молекул; 2 – фізико-хімічна стадія (10^{-13} - 10^{-10} с) – утворення іонів і ВР (водних та органічних), внутрішньо та міжмолекулярна міграція енергії; 3 – хімічна стадія (10^{-13} - 10^{-10} с) – взаємодія іонів і радикалів, структурні ушкодження молекул, започаткування змін перебігу біологічних реакцій та визначення тяжкості радіаційних ушкоджень.

Отже, механізм можливих вільнорадикальних (непрямих) цитогенетичних ушкоджень ККМ є багатofакторним і складним фізико-хімічним процесом, основні закономірності (положення) якого полягають у такому:

1. Односпрямованість змін інтенсивності утворення ВР та дицентричних хромосом: чим вища інтенсивність утворення ВР, тим більший вихід дицентричних хромосом.

2. Односпрямованість змін прооксидантно-антиоксидантного співвідношення (Σ_{300}), ацентричних фрагментів, дицентричних хромосом та антиоксидантів ($I_{\text{кінц}}$) – свідчить про те, що вихід названих хромосомних ушкоджень не завжди регулюється системою антиоксидантного захисту, окрім випадків, коли ці залежності є антибатними (протилежно спрямованими). Така невідповідність між рівнем утворення ВР та наявністю в біологічній системі антиоксидантів, що обумовлена порушенням фізико-хімічної регуляції перекисних процесів за дії I^{131} [3] зсуває реакцію вліво, коли в біохімічній реакції переважають прооксиданти.

1. Ю.П. Гриневич та ін. Вільнорадикальні процеси у крові та кістковому мозку щурів при разовому введенні ^{131}I . Щорічник ІЯД НАН України (Київ, 2012) с. 121
2. Ю.П. Гриневич та ін. Перекисні процеси у крові та клітинах кісткового мозку щурів за разового введення ^{131}I . У кн.: Тези доп. XIX Щоріч. наук. конф. Ін-ту ядерних дослідж НАН України, Київ, 24 - 27 січня, 2012 р. (Київ, 2012) с. 133.
3. Ю.П. та ін. Фізико хімічна регуляція перекисних процесів у крові щурів за дії радіонуклідів різної тропності ^{131}I та $^{90}\text{Sr} + ^{90}\text{Y}$. Ядерна фізика та енергетика 21(1) (2020) 79.

ПРО НАГАЛЬНУ ПОТРЕБУ В ОСУЧАСНЕННІ ДЕРЖАВНОГО РЕЄСТРУ УКРАЇНИ ОСІБ, ЯКІ ПОСТРАЖДАЛИ ВНАСЛІДОК ЧОРНОБИЛЬСЬКОЇ КАТАСТРОФИ

Н. В. Гунько¹, П. А. Федірко¹, М. М. Фузік¹, С. О. Терещенко²

¹ ДУ «Національний науковий центр радіаційної медицини НАМН України», Київ, Україна

² ДУ «Український центр інформаційних технологій та Національного реєстру» МОЗ України, Київ, Україна

Сучасні стандарти ядерної безпеки, які прийняті Міжнародною агенцією з атомної енергетики, вимагають від країн-членів створення та функціонування загальнодержавних медико-дозиметричних реєстрів професійного радіаційного опромінення [1]. На сьогоднішній день у багатьох країнах світу існує досвід розробки, створення й функціонування дозиметричних, медико-дозиметричних та медичних реєстрів [2].

Одним із заходів щодо соціального захисту населення, яке постраждало в результаті радіаційної аварії на Чорнобильській АЕС, був медичний контроль стану його здоров'я та лікувально-оздоровчі заходи в спеціалізованих медичних установах. Після проголошення незалежності в Україні з метою вирішення завдань медико-соціального захисту осіб, які постраждали внаслідок Чорнобильської катастрофи, та моніторингу за станом їхнього здоров'я було створено Державний реєстр України осіб, які постраждали внаслідок Чорнобильської катастрофи (далі ДРУ) [3].

До його складу входять медичний, дозиметричний та соціологічний підреєстри, що дає змогу здійснювати персональний облік осіб, які зазнали впливу радіації внаслідок Чорнобильської катастрофи, їхніх дітей і наступних поколінь й оцінювати стан їхнього здоров'я та його динаміку. Наповнення баз даних реєстру здійснюється за результатами щорічної диспансеризації постраждалих, яку проводять територіальні органи охорони здоров'я або спеціалізовані медичні установи (диспансери радіаційного захисту на обласному рівні та ННЦРМ – провідна установа в Україні).

Аналіз науковцями даних ДРУ щодо стану здоров'я осіб, постраждалих внаслідок аварії на Чорнобильській АЕС, сприяв коригуванню завдань державної політики у сфері збереження їхнього здоров'я, зниженню рівнів захворюваності та попередження передчасної інвалідності та смертності, пошуку резервів для економії фінансових ресурсів, які витрачаються на медичний та соціальний захист постраждалого населення [4, 5]. Проте, останнє оприлюднення узагальнених даних щодо стану здоров'я постраждалого внаслідок Чорнобильської катастрофи населення було у 2001 р. [6, 7].

Стан фінансування ДРУ в останні роки не сприяв оновленню матеріально-технічного забезпечення та зміцнення кадрового потенціалу. Ще у планах з нагоди 30-х роковин Чорнобильської катастрофи пропонувалося здійснення заходів, передбачених рішеннями Комітету Верховної Ради України з питань екологічної політики, природокористування та ліквідації наслідків Чорнобильської катастрофи від 05.03.2008 р. «Про стан функціонування та аналізу даних Державного реєстру України осіб, які постраждали внаслідок Чорнобильської катастрофи», а саме:

- передбачити додаткові кошти на функціонування ДРУ, та забезпечення необхідним обладнанням Українського центру інформаційних технологій та Національного реєстру МОЗ України (бюджетна програма «Комплексне медико-санітарне забезпечення та лікування онкологічних захворювань із застосуванням високовартісних медичних технологій громадян, які постраждали внаслідок Чорнобильської катастрофи»);

- проведення експертизи (верифікації) даних, які надходять з районно-обласного рівня ДРУ (пілотний проект з цільовим фінансуванням).

Проте до цього часу позитивних змін не відбулося. Стан соціальної захищеності постраждалих осіб залишається актуальним завданням сьогодення щодо подолання наслідків аварії на Чорнобильській АЕС, незважаючи на фінансові і організаційні проблеми, наявні в цій сфері. Пріоритетність екологічних і соціальних завдань та тісно пов'язаних з ними медико-демографічних завдань повинна бути вищою, ніж дотепер. Охорона здоров'я населення, що зазнало радіаційного впливу, та моніторинг за станом їхнього здоров'я має відповідати міжнародним стандартам ядерної безпеки, тому є нагальна потреба осучаснити існуючу модель ДРУ. Для цього пропонуємо спільними зусиллями:

- розробити оновлену програму моніторингу та оцінювання стану здоров'я постраждалих внаслідок Чорнобильської катастрофи та нащадків їх;

- привести у відповідність до сучасних потреб нормативно-правову базу щодо функціонування ДРУ в системі МОЗ України;
- вивчити можливості взаємодії ДРУ з іншими міністерствами, зокрема доступу ДРУ до блоку інформації Міністерства юстиції щодо померлих осіб із числа постраждалих внаслідок Чорнобильської катастрофи, та народжених від постраждалих;
- для підвищення достовірності інформації необхідно реалізувати з міжнародними партнерами проекти, спрямовані на ліквідацію інформації щодо демографічних подій (народження та смерті) та стану здоров'я постраждалих осіб, яких згідно з чинним законодавством включено до груп спостереження у ДРУ (період спостереження 1986 - 2020 рр.).

1. Государственная, правовая и регулирующая основа обеспечения безопасности. Общие требования безопасности № GSR Part 1 (Rev. 1). МАГАТЭ, Вена, 2016. STI/PUB/1713 ISBN 978-92-0-409516-6 ISSN 1020-5845. URL: <http://www-ns.iaea.org/standards>
2. Аналіз та узагальнення вітчизняного й закордонного досвіду в галузі створення та функціонування загальнодержавних медико-дозиметричних реєстрів: звіт про НДР (заключний) / кер. А. Є. Присяжнюк ; викон.: М. М. Фузік та ін.; ДУ «Нац. наук. центр радіац. Медицини НАМН України». Київ, 2014. 42 с. № ДР 0114U002920.
3. V. Buzunov et al. The State Registry of Ukraine of the persons affected by the Chornobyl catastrophe. In: *Health effects of the Chornobyl accident – a quarter of century aftermath* (Kyiv, DIA, 2011) p. 61.
4. 20 років Чорнобильської катастрофи: підсумки і перспективи. Зб. мат. до парламентських слухань у Верховній Раді України 26 квітня 2006 року (К., Парламентське вид-во, 2006) 640 с.
5. Сучасний стан та актуальні завдання подолання наслідків Чорнобильської катастрофи: Мат. парламентських слухань у Верховній Раді України 16 березня 2011 р. Упорядники: М. М. Борисюк та ін. (К., Парламентське вид-во, 2011) 344 с.
6. Стан здоров'я потерпілого населення України через 20 років після Чорнобильської катастрофи: у двох частинах. Ч. 1. Розробники: Ю.В. Вороненко та ін. (К., НДВП «Техмедкол», 2007) 177 с.
7. Стан здоров'я потерпілого населення України та ресурси охорони здоров'я через 20 років після Чорнобильської катастрофи: у двох частинах. Ч. 2. Розробники: Ю.В. Вороненко та ін. (К., НДВП «Техмедкол», 2007) 254 с.

ЙОД В ОРГАНІЗМІ ССАВЦІВ: РОЛЬ, НАДХОДЖЕННЯ, МЕТАБОЛІЗМ, ВПЛИВ

І. П. Дрозд

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Йод, хімічний елемент VII групи періодичної системи Д. І. Менделєєва, належить до життєво необхідних для людини мікроелементів.

На даний час відомі 26 ізотопів йоду з масовими числами від 115 до 141. Серед них лише ^{127}I є стабільним. Інші ізотопи техногенного походження з масовими числами 115 - 126 і 128 - 141 є радіоактивними.

Попри те, що йод незначною мірою розповсюджений у природному середовищі, цей елемент відіграє в живих організмах, особливо у ссавців та людини важливу роль [1].

Формування доз опромінення за внутрішнього надходження радіоактивних ізотопів йоду до організму ссавців повністю визначається їхнім метаболізмом, який аналогічний стабільному аналогу.

Резервуаром йоду є Світовий океан, який вивільняє його в атмосферне повітря і постачає у біосферу. У людини та хребетних тварин йод акумулюється у фолікулах щитоподібної залози, де відбувається синтез тиреоїдних гормонів (тироксин- T_4 , трийодтиронін- T_3). У складі молекул йодовмісних гормонів йод бере участь у гуморальних регуляторних механізмах, впливаючи на проліферацію, диференціацію й апоптоз клітин, ріст і розвиток організму на всіх стадіях онтогенезу. Нестача йоду в організмі ссавців і людини (йододефіцит) за низького вмісту елемента в компонентах природного середовища і продуктах харчування зумовлює розвиток важких ендемічних захворювань. Найрозповсюдженішим наслідком браку йоду є ендемічний зоб, який упродовж тривалого часу вважали єдиним проявом йододефіциту. Нині доведено, що за таких умов розвиваються й інші патологічні стани, пов'язані з порушенням діяльності мозку (ендемічний кретинізм, розумова відсталість), зниження інтелекту й когнітивної функції.

Отже йод – один із незамінних і життєво необхідних для організму ссавців і людини мікроелементів. Однак цей елемент відносно рідкісний у природі, до того ж неоднаковою мірою розповсюджений у компонентах абіотичного середовища. Міститься йод, головним чином, у воді морів і океанів, менше – в атмосфері, літосфері та педосфері, звідки концентрується у клітинах водних і наземних організмів. Колообіг йоду між абіотичними компонентами докільця та біосферою забезпечує важливу роль цього елемента у геохімічних і біохімічних процесах. Випаровування органічних сполук йоду з поверхні Світового океану є основним джерелом атмосферного йоду. У повітрі відбувається фотоокиснення органічних сполук цього елемента до розчинних неорганічних форм, значна частка яких переходить в аерозольну фазу з подальшим осадженням на сушу або в океан. Такий цикл забезпечує можливість поглинання йоду в клітинах компонентів біоти, трансформацію цього елемента з неорганічних форм в органічні та навпаки.

В організмі людини і хребетних тварин йод необхідний для біосинтезу тиреоїдних гормонів (T_3 і T_4). Спеціалізованим осередком локалізації йоду та синтезу йодовмісних гормонів є щитоподібна залоза (ЩЗ), яка концентрує йодид із плазми крові за участю Na^+/I^- -симпортера, розміщеного в базолатеральній мембрані тиреоцитів – специфічних клітин, у яких синтезуються тиреоїдні гормони. Головну роль у механізмах регуляції активності ЩЗ відіграє система гіпоталамус-гіпофіз, на регуляторну функцію якої впливають ТГ за принципом зворотного зв'язку.

Результати досліджень на тваринах і клінічні спостереження свідчать, що за низьких або фізіологічних концентрацій йодиду (менше 0,4 мкмоль/л) рівень його поглинання в тиреоцитах лімітує синтез і секрецію гормонів ЩЗ. Наявні у плазмі крові ТГ пригнічують виділення основного фізіологічного активатора ЩЗ – тиреотропного гормону (ТТГ), який синтезується в гіпофізі. Отже, дефіцит йоду в організмі призводить до зниження рівня ТГ і компенсаційної секреції тиротропіну. Це так званий непрямий контроль функцій ЩЗ з боку йодиду. За високих концентрацій – (0,4 - 10) мкмоль/л йодид безпосередньо інгібує деякі сигнальні шляхи в тиреоцитах. Безпосередній вплив йодиду полягає в інгібуванні процесів поглинання й окиснення самого йодид-іону, а також секреції ТГ і росту ЩЗ.

Отже, метаболізм йоду – це важливий елемент функціональної активності ЩЗ, в якій йодид сам виконує роль регулятора. Навіть у разі значного збільшення споживання йоду клітини ЩЗ зазвичай здатні підтримувати оптимальний рівень синтезу ТГ. Однак у певних випадках через порушення авторегуляторних ефектів йодиду стійкий надлишок йоду може призвести до розладів активності залози із розвитком патологічних станів – гіпер- або гіпотиреозу.

Недостатнє надходження йоду спричиняє широкий спектр метаболічних порушень і розвитку йододефіцитних захворювань, найвідомішим виявом яких є ендемічний зоб. Однак нині проблему йодного дефіциту вже не розглядають як таку, що обмежується розвитком зобу. Найважливішим наслідком дефіциту йоду є пошкодження репродуктивної функції та порушення розвитку центральної нервової системи плоду і новонародженого організму. Дефіцит йоду є провідною причиною розумової відсталості, і навіть легкий або субклінічний гіпотиреоз у матері внаслідок дефіциту йоду під час вагітності може спричинити розлади інтелектуального розвитку дитини.

Вплив тиреоїдних гормонів на процеси обміну речовин. Нині загально визнано, що гормони ЩЗ є важливими чинниками, які визначають загальну витрату енергії та рівень основного обміну в організмі. Як відомо, гіпертиреоз супроводжується підвищенням, а гіпотиреоз – зниженням інтенсивності метаболізму. У клітинах багатьох тканин і органів ссавців ТГ спричиняють збільшення споживання кисню і продукування тепла.

Вплив ТГ на процеси метаболізму охоплює регуляцію різних ланок обміну речовин та опосередковується змінами експресії генів ензимів, що каталізують реакції синтезу і катаболізму біомолекул, а також білків, які беруть участь у трансдукції сигналів інсуліну й інших регуляторних чинників.

Гормони ЩЗ є важливими регуляторами обміну ліпідів у клітинах організму тварин і людини.

ТГ впливають на метаболізм білків і за фізіологічних концентрацій стимулюють процеси їхнього синтезу.

Крім того, гормони ЩЗ є регуляторами процесів пероксидного окиснення, впливають на активність антиоксидантної системи, кисень-транспортну функцію гемоглобіну, обмін мікроелементів та інші ланки метаболізму в організмі та клітинах.

Вплив ТГ на органи і системи. Регулюючи обмін речовин і енергії та процеси проліферації й диференціації клітин, гормони ЩЗ впливають на життєво важливі функції органів і тканин. Хоча вплив цих гормонів позначається на функціонуванні фактично всіх систем організму людини і тварин, є відмінності в експресії ізоформ ядерного рецептора ТГ в клітинах різних тканин і особливості впливу на транскрипцію певних генів-мішеней. Тому, незважаючи на велику різноманітність метаболічних ефектів, спостерігають специфічність впливу ТГ на функції окремих органів і систем. Відомо, що найважливішими мішенями гормонів ЩЗ є центральна нервова, серцево-судинна та опорно-м'язова системи.

Результати епідеміологічних досліджень за участю великих груп осіб свідчать, що зміни тиреоїдного статусу часто пов'язані з патофізіологічними процесами у зазначених вище системах організму. Показано, що не лише клінічні, але й субклінічні розлади активності ЩЗ супроводжуються порушенням метаболічних процесів, хворобливими змінами в серцево-судинній системі (гіпертрофія лівого шлуночка, атеросклероз із підвищеним ризиком розвитку інсульту й ішемічної хвороби серця), остеопорозом та нейродегенеративними захворюваннями. В останні десятиріччя виявлено високу частоту вроджених вад (аномалії розвитку міокарда, опорно-рухового апарату, центральної нервової системи, органів чуття) у немовлят із гіпотиреозом. Такі дані можуть свідчити про зв'язок між функціонуванням ЩЗ та інших органів і систем організму.

Джерелами надходження радіоактивного йоду у природне середовище були випробування ядерної зброї та викиди і скиди підприємств ядерно-паливного циклу. У реакторах у процесі експлуатації їх накопичуються значні кількості радіоактивного йоду. Серед 20 радіоізоотопів йоду, що утворюються в реакціях поділу урану і плутонію, особливе місце займають $^{131-135}\text{I}$ ($T_{1/2} = 8,04$ діб; 2,3 год; 20,8 год; 52,6 хв; 6,61 год відповідно.). Для цих ізоотопів характерними є великий вихід у реакціях поділу, висока міграційна здатність і біологічна доступність. [2]

Найбільше дозоутворююче значення має ^{131}I . Це β - та γ -випромінювач. Спектр β -випромінювання лежить в межах 0,25 - 0,807 МеВ. Гамма-спектр складається з декількох дискретних ліній з енергією, що лежить у межах 0,03 - 0,722 МеВ.

Згідно з особливостями кінетики радіоактивних ізоотопів йоду в організмі ссавців і людини найбільша доза іонізуючого випромінювання поглинається у щитоподібній залозі.

1. Г.Л. Антоняк, В.В. Влізло. *Біохімічна та геохімічна роль йоду* (Львів, ЛНУ імені Івана Франка, 2013) 392 с.
2. И.Я. Василенко, О.И. Василенко. Радиоактивный йод. Энергия: экономика, техника, экология 5 (2003) 57.

ПІДВИЩЕННЯ ПРОТИПУХЛИННОЇ ЕФЕКТИВНОСТІ КОНІУМУ ЗА ДОПОМОГОЮ РАДІАЦІЙНОГО ОПРОМІНЕННЯ

М. А. Заболотний¹, Г. І. Довбешко², Г. І. Соляник³, Л. М. Кіркільєвська⁴

¹ Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ, Україна

² Інститут фізики НАН України, Київ, Україна

³ Інститут експериментальної патології, онкології та радіобіології імені Р. Є. Кавецького, Київ, Україна

⁴ Київський медичний університет, Київ, Україна

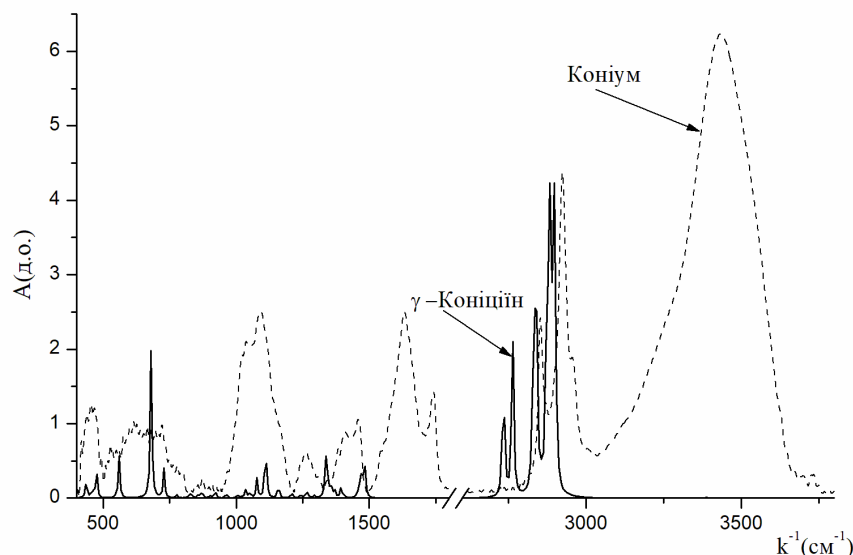
Вступ. На сьогодні існує стійка тенденція до індивідуалізації лікування онкохворих, що пов'язано з індивідуальною чутливістю організму до терапевтичних засобів (яка може змінюватися в 10 - 40 разів) та вибірковістю протипухлинної активності. Останнє проявляється в тому, що різниця між дозою протипухлинних препаратів, що забезпечує ефективне пригнічення пухлинного процесу, та дозою, що завдає значної шкоди нормальним органам і тканинам організму, є досить малою. Важливо також, що значний внесок у мінливість чутливості організму до протипухлинних препаратів вносить резистентність злоякісних пухлин. Актуальність досліджень зумовлена [1] необхідністю створення неруйнівних фізичних методів модифікації протипухлинних препаратів для підвищення їхньої терапевтичної ефективності. Нещодавно було запропоновано метод модифікації оптичних та терапевтичних характеристик доксорубіцину (антрациклінової лінії) за допомогою попереднього опромінення розчинника високоенергетичними електронами [2]. Роль видозмінювального фактора відводилася бульбашкам (нано-бульбашки повітря, оточені подвійним електричним шаром). У цій роботі ми вивчаємо можливість модифікації алкалоїдної лінії на прикладі протипухлинного препарату Коніум (Conium).

Мета дослідження – вивчення та аналіз впливу попереднього опромінення електронами розчинника на оптичні та терапевтичні властивості розчину лікарських препаратів антрацикліну та алкалоїдів для підвищення ефективності їх.

Матеріали та методи. При вимірюваннях використовувалися препарати доксорубіцин ("Pharmacia Italia SpA", Італія) та Conium (Веледа, Німеччина). Препарат Коніум, містить низку алкалоїдів, основними з яких є Coniin ($C_8H_{17}N$), N-Methylconiin ($C_9H_{19}N$), γ -Conitsiin ($C_8H_{15}N$), Conhydrin ($C_8H_{17}NO$) та Pseudoconhydrin ($C_8H_{17}NO$). В якості розчинника використовували фізіологічний розчин 0,9 % NaCl («Новофарм-біосинтез», Україна). Усі зразки для запису ІЧ-спектрів готували у таблетках KBr. ІЧ-спектри реєстрували за допомогою спектрометра ІК Фур'є Bruker IFS 66 (Німеччина). Точність визначення хвильового вектора становила $0,2 \text{ см}^{-1}$, точність визначення поглинання 0,1 %. Фізіологічний розчин, зібраний у стерильні 20 мл медичні шприци, опромінювали електронами з енергією 2,0 МеВ, одержаними за допомогою лінійного прискорювача ІЛУ-6. Вимірювання проводили не пізніше 10 діб після опромінення фізіологічного розчину. Температура зразка знаходилася в межах 20 - 25 °С. Реєстрацію та обробку спектрів проводили за допомогою програми OPUS 5.5.

| Назва алкалоїда | Дипольний момент, D (Debye) | Енергія основного стану, Eh (Energy Hartree) |
|---------------------|--------------------------------|---|
| Conium | 0,84 | -371,8857 |
| N-Methylconiin 1 | 0,4628 | -411,7231 |
| N-Methylconiin 2 | 0,4713 | -412,1554 |
| γ -Conitsiin | 1,83 | -369,2145 |
| Conhydrin | 1,30 | -448,1843 |
| Pseudoconhydrin | 2,39 | -451,1421 |

Результати. Розрахунки дипольних моментів та енергії основного стану молекул алкалоїда (таблиця) показали, що три алкалоїди (γ -Conitsiin, Conhydrin, Pseudoconhydrin) із шести присутніх у Коніуму мають найбільш високі значення дипольних моментів, що має приводити до утворення аддуктів, у яких беруть участь ці молекули. Особливий інтерес представляє γ -Conitsiin, єдиний з алкалоїдів, що входять до складу Коніуму, який має подвійний зв'язок, що з'єднує атоми N і C. Наявність подвійного зв'язку в γ -Conitsiin свідчить про можливість утворення за його участю стійких хімічних комплексів. Для молекул кожного з алкалоїдів була проведена оптимізація геометрії та обчислення ІЧ-спектра. При розрахунках використовувався масштабний коефіцієнт 0,9770. Результати розрахунків поглинання γ -Conitsiin у та вимірювань спектра поглинання Коніуму у попередньо опроміненому фізрозчині представлено на рисунку.



В ІЧ діапазоні вимірювали спектральні залежності поглинання (A) розчинів терапевтичних препаратів у неопромінену та попередньо опромінену електронами розчинника. Спектри визначали у діапазоні векторів хвиль (k) $[4 \cdot 10^2 - 2 \cdot 10^3]$ cm^{-1} . Аналіз спектрів поглинання розчинів алкалоїдів, отриманих із застосуванням опроміненних та неопроміненних розчинників, показав, що використання опроміненого впливає на положення максимумів смуг поглинання препарату Коніум. Такий зсув максимумів ліній поглинання в коливній ділянці області ІЧ-спектра є свідченням зміни його конформаційного стану, зумовленого взаємодією з молекулами опроміненого розчинника. Значення дози поглиненого (I) опромінення склали 5, 15, 25, 50, 60, 80 кГр.

При проведенні порівняльному аналізу поглинання (A (k , I)) розчинів протипухлинних препаратів використовувався кореляційний аналіз Пірсона [2]. Інтервал зміни хвильового вектора рівномірно ділиться на 1200 відрізків. Дослідження здатності високоенергетичного електронного опромінення фізіологічного розчину, як розчинника лікарського засобу, змінювати фармакологічну активність протипухлинного препарату Conium досліджували *in vitro* за допомогою лінії ракових клітин карциноми легенів Lewis (LLC).

Висновки. 1). Попереднє високоенергетичне електронне опромінення розчинника, не змінюючи істотно ліки (в усіх випадках коефіцієнт кореляції спектрів поглинання розчинів з не опроміненим та опроміненим розчинником не був менше 0,85), змінює деякі його властивості в коливному діапазоні, що визначаються конформаційними характеристиками молекул. 2). Показана здатність високоенергетичного електронного опромінення розчинника підвищувати фармакологічну активність протипухлинного препарату Коніум. 3). Встановлено, що молекули алкалоїдів у конформаційному стані з найменшою енергією мають найбільші лінійні розміри та найменші значення дипольного моменту. 4) Визначена просторова структура і енергетичні характеристики стабільних та нестабільних конформацій молекули γ -Coniitin. Показано, що тільки для однієї конформації характерне поглинання в області 1687 cm^{-1} , що обумовлено коливальними модами молекулярних груп $C = N$.

1. Da-Yong Lu et al. Individualized Cancer Therapy, Future Approaches. *Current Pharmacogenomics and Personalized Medicine* 16(2) (2018) 156.
2. L.I. Aslamova et al. Electron irradiation as a method of increasing efficacy of some water soluble drugs in oncology. In: Proc. of the 14th Intern. Conf. "Medical Physics in the Baltic States", Kaunas, Lithuania, Nov. 7 - 9, 2019, p. 151.

СТАН КЛІТИННОЇ ЛАНКИ ІМУННОЇ СИСТЕМИ В ОСІБ, НАРОДЖЕНИХ ВІД БАТЬКІВ, ЯКІ БУЛИ ОПРОМІНЕНІ ВНАСЛІДОК АВАРІЇ НА ЧАЕС

Л. М. Зварич, О. В. Лясківська, Н. А. Голярник, О. Л. Мазниченко, І. М. Ільєнко

ДУ «Національний науковий центр радіаційної медицини НАМН України», Київ, Україна

Імунна система відіграє провідну роль у багатьох процесах, пов'язаних з розвитком хронічних та онкологічних захворювань. Результати багаторічного моніторингу свідчать про те, що захворюваність на хронічну патологію серед постраждалих осіб внаслідок аварії на ЧАЕС залишається високою. У дитячому віці в осіб, народжених від батьків, які зазнали впливу іонізуючого випромінювання, діагностують хвороби органів дихання, травлення, ендокринної системи, ока та додаткового апарату [1, 2]. На даний час відсутні ґрунтовні результати досліджень показників імунного статусу даної когорти у дорослому віці. Тому моніторинг стану імунної системи осіб, народжених від опромінених батьків, не тільки у дитячому, а й в дорослому віці, є необхідним для оцінки ризику розвитку хронічної патології.

Мета. Оцінити стан клітинної ланки імунної системи в осіб, народжених від батьків, які були опромінені внаслідок аварії на ЧАЕС.

Матеріали та методи. Проведено дослідження 294 осіб за період 2015 - 2019 рр., які проходили комплексне обстеження у клінічних відділеннях та у поліклініці радіаційного реєстру ННЦРМ за програмою Клініко-епідеміологічного реєстру. Основна група – 264 особи жіночої та чоловічої статі, віком 16 - 29 років на момент обстеження, народжені від опромінених батьків. Основну групу було поділено на 4 підгрупи: I – 64 особи, у яких лише батько був опромінений внаслідок аварії на ЧАЕС, II – 67 осіб, у яких лише мати була опромінена внаслідок аварії на ЧАЕС, III – 67 осіб, у яких обидва батьки були опромінені внаслідок аварії на ЧАЕС, IV – 66 осіб, у яких хоча б у одного з батьків було задокументовано високодозове опромінення. Контрольна група – 30 осіб жіночої та чоловічої статі віком 12 - 35 років. Критерії включення осіб до контрольної групи: значення імунологічних показників у межах вікових норм, відсутність тяжких інфекційних та онкологічних захворювань та відсутність участі їхніх батьків у ліквідації наслідків аварії на ЧАЕС. Експресію диференційних та активаційних антигенів лімфоцитів периферичної крові визначали методом проточної цитофлуориметрії з використанням набору моноклональних антитіл Simultest IMK Plus (Becton Dickinson, США). Статистичний аналіз проводили за допомогою програмного забезпечення Statistica 8.0 StatSoft. Inc. 1998 - 2007 рр. Результати подано у форматі середнє арифметичне із середнім квадратичним відхиленням. Нормальність розподілу кількісних перемінних визначали за допомогою критерію Колмогорова - Смірнова. Для порівняння перемінних з вільним розподілом застосували ранговий аналіз варіацій за Краскелом - Уолісом та медіанний тест. Перевірку нульових гіпотез провели на рівні значущості $p \leq 0,05$.

Результати. У ході дослідження в осіб I підгрупи виявлено статистично значуще зниження відносної кількості $CD4^+$ Т-лімфоцитів ($33,51 \pm 8,83$, $p < 0,05$) та імунорегуляторного індексу ($1,21 \pm 0,46$, $p < 0,05$) відносно показника осіб контрольної групи ($39,32 \pm 4,95$) та ($1,49 \pm 0,30$) відповідно. Середній показник відносної кількості мінорної субпопуляції $CD4^+8^+$ Т-лімфоцитів ($1,03 \pm 1,22$) порівняно з показником осіб контрольної групи ($0,66 \pm 0,42$) характеризувався збільшенням без статистичної значущості. В осіб II підгрупи спостерігалася тенденція до зниження відносної кількості $CD4^+$ Т-лімфоцитів ($34,98 \pm 8,48$) та статистично значуще зниження показника імунорегуляторного індексу ($1,28 \pm 0,52$, $p < 0,05$) порівняно з показником осіб контрольної групи ($39,32 \pm 4,95$) та ($1,49 \pm 0,30$) відповідно. В осіб III підгрупи виявлено статистично значуще зниження відносної кількості $CD4^+$ Т-лімфоцитів ($32,99 \pm 10,32$, $p < 0,05$) та тенденцію до зниження показника імунорегуляторного індексу ($1,28 \pm 0,54$) порівняно з показником осіб контрольної групи ($39,32 \pm 4,95$) та ($1,49 \pm 0,30$) відповідно. Відзначено тенденцію до збільшення відносної кількості $CD3^+16^+56^+$ натуральних кілерних Т-лімфоцитів ($13,17 \pm 7,40$) відносно контролю ($9,54 \pm 5,49$). В осіб IV підгрупи спостерігалася збільшення середнього показника відносної кількості $CD4^+8^+$ Т-лімфоцитів ($0,99 \pm 1,99$) порівняно з показником осіб контрольної групи ($0,66 \pm 0,42$) без статистичної значущості. При дослідженні

В-клітинної ланки, виявлено статистично значуще зниження показника активованих $CD3^+HLA-DR^+$ В-лімфоцитів ($9,83 \pm 4,27$, $p < 0,05$) та тенденцію до зниження відносної кількості $CD19^+$ В-лімфоцитів ($7,88 \pm 3,04$) порівняно з показником осіб контрольної групи ($12,38 \pm 3,84$) та ($9,95 \pm 3,50$) відповідно. Спостерігалася тенденція до збільшення відносної кількості $CD3^+16^+56^+$ натуральних кілерних Т-лімфоцитів ($11,09 \pm 9,96$) відносно контролю ($9,54 \pm 5,49$). Не виявлено статистично значущих розбіжностей між показниками відносної кількості $CD45^+14^-$ лімфоцитів, $CD45^+14^+$ моноцитів, $CD45^+14^-$ гранулоцитів, $CD3^+$ Т-лімфоцитів, $CD8^+$ Т-лімфоцитів та $CD3^+16^+56^+$ натуральних кілерів осіб підгруп основної та контрольної груп: дані показники знаходилися у межах вікових норм та не відрізнялися від показників контрольної групи. Статистично значущих розбіжностей між показником відносної кількості активованих $CD3^+HLA-DR^+$ Т-лімфоцитів, $CD4^+25^+$ Т-лімфоцитів та $CD8^+25^+$ Т-лімфоцитів осіб досліджуваних підгруп та контрольної групи також не встановлено.

Висновки. Проведені дослідження не виявили відмінності у складі основних популяцій лейкоцитів периферичної крові між групами обстеження. Встановлено зміни у розподілі субполярного складу лімфоцитів осіб основної групи. Зниження відносної кількості $CD4^+$ Т-лімфоцитів на тлі збільшення $CD4^+8^+$ Т-лімфоцитів, вказує на можливу дисрегуляцію процесів диференціювання лімфоцитів у тимусі осіб, у яких був опромінений батько або задокументовано високодозове опромінення у одного з батьків. Зміни у показниках Т- та В-клітинної ланки імунної системи разом зі збільшенням $CD3^+16^+56^+$ натуральних кілерних Т-лімфоцитів свідчить про порушення імунологічної реактивності та є передумовою розвитку вторинного імунодефіциту в осіб, народжених від батьків, які були опромінені внаслідок аварії на ЧАЕС.

1. Тридцять років Чорнобильської катастрофи: радіологічні та медичні наслідки: Національна доповідь України (К., 2016) 177 с.
2. Н. Іскра та ін. Окремі аспекти стану здоров'я дітей, народжених від ліквідаторів ЧАЕС та осіб, які проживають на радіаційно-забруднених територіях. Променева діагностика та променева терапія 4(7) (2018) 166.

ВИЗНАЧЕННЯ ІНДИВІДУАЛЬНИХ ОСОБЛИВОСТЕЙ РАДІОЧУТЛИВОСТІ У ХВОРИХ НА ГЛІОБЛАСТОМУ З ВИКОРИСТАННЯМ ЕЛЕКТРОФОРЕЗУ ОКРЕМИХ КЛІТИН

О. В. Земскова¹, О. Я. Главацький¹, Д. А. Курінний², О. М. Демченко², С. Р. Рушковський³

¹ ДУ «Інститут нейрохірургії ім. акад. А. П. Ромоданова НАМН України», Київ, Україна

² ДУ «Національний науковий центр радіаційної медицини НАМН України», Київ, Україна

³ Навчально-науковий центр «Інститут біології та медицини»

Київського національного університету імені Тараса Шевченка, Київ, Україна

У комплексному лікуванні гліобластом провідне місце належить радіотерапії, успішність якої, у великому ступені, залежить від особливостей реакції клітин хворого на пошкодуючу дію іонізуючої радіації. Загальна радіочутливість клітин залежить як від ефективності роботи систем підтримки стабільності геному (регуляції клітинного циклу, репарації пошкоджень ДНК), так і активності процесів, що регулюють запуск процесів апоптозу. Визначення параметрів, за якими можна охарактеризувати особливості розвитку радіаційно-індукованої геномної нестабільності та апоптичну активність опромінених клітин, є необхідним етапом для встановлення індивідуальних характеристик радіочутливості хворих перед проведенням медичного опромінення. Метою даної роботи було визначити особливості індивідуальної радіочутливості у хворих на гліобластому з використанням електрофорезу окремих клітин (Comet assay) у нейтральних умовах.

Було проведено культивування лімфоцитів крові 7 осіб (трьох пацієнтів з гліобластомою та чотирьох умовно здорових волонтерів). У всіх випадках діагноз було верифіковано патоморфологічно після хірургічного видалення пухлини. Частину культур опромінювали γ -квантами (випромінювач ІВЛ-237С, потужність 2,34 Гр/хв) в дозі 1,0 Гр на G₀ стадії клітинного циклу. Для оцінки відносного рівня пошкодження ДНК використовували метод електрофорезу окремих клітин (Comet assay) в нейтральних умовах [1]. Після електрофорезу препарати фарбували DAPI (4',6-diamidino-2-phenylindole) в концентрації 2 мкг/мл та аналізували під люмінесцентним мікроскопом. Зображення аналізували за допомогою програми Image J (imagej.nih.gov) з використанням плагіну OpenComet [2]. В якості параметра для визначення відносного рівня пошкодження ДНК використовували показник «Tail Moment». «Атипові комети», які утворюються з клітин з високим рівнем фрагментації ДНК, аналізували окремо. Статистичну обробку даних проводили за загальноприйнятими методами.

Встановлено, що в культурі лімфоцитів периферичної крові у двох осіб, з патоморфологічно верифікованою гліобластомою (пацієнти № 1 та № 3) рівень комет з високим рівнем пошкоджень достовірно перевищував показники в культурах лімфоцитів крові осіб з групи порівняння. Після опромінення частота клітин з високим показником розривів ДНК зросла в культурах лімфоцитів пацієнтів № 2 та № 3 і знизилась у пацієнта № 1 (рис. 1).

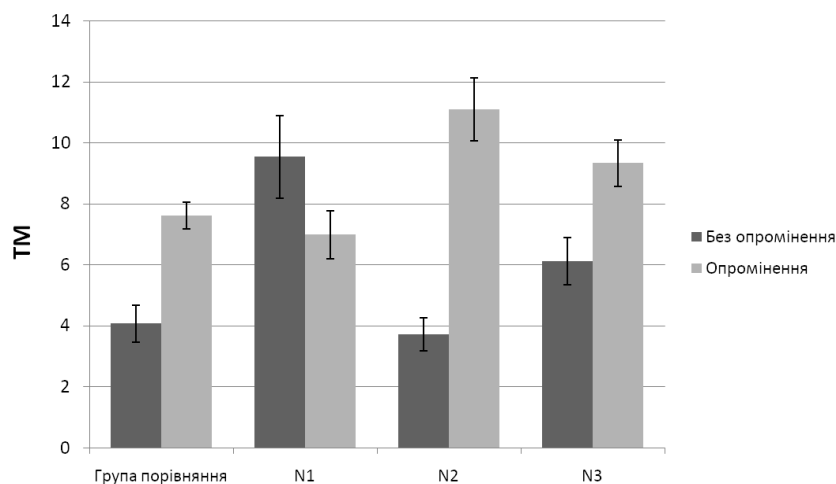


Рис. 1. Рівні ТМ в інтактних та опромінених культурах лімфоцитів периферичної крові.

Частотний аналіз розподілу «комет» за значеннями рівня пошкоджень ДНК показав наявність в неопромінених культурах лімфоцитів пацієнтів № 2 та № 3 значного пулу клітин, які зупинили поділ на S стадії клітинного циклу. Після опромінення частота таких клітин у пацієнта № 3 значно зменшилась. Відзначено, що апоптична активність в культурах лімфоцитів нейроонкологічних хворих була достовірно вища, ніж в культурах умовно здорових волонтерів (рис. 2).

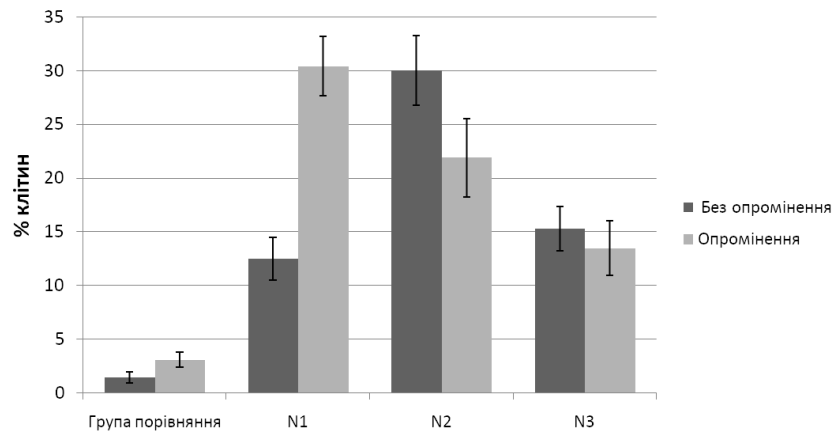


Рис. 2. Зміна частоти клітин у стані апоптозу в культурах лімфоцитів периферичної крові після опромінення *in vitro* в дозі 1,0 Гр.

Таким чином, за допомогою методу електрофорезу окремих клітин нами були встановлені індивідуальні особливості прояву геномної нестабільності в інтактних та опромінених лімфоцитах периферичної крові хворих на ГБ: підвищення рівень геномної нестабільності в інтактних клітинних культурах лімфоцитів периферичної крові пацієнтів № 1 та № 3 порівняно з відповідними показниками умовно здорових осіб, достовірне збільшення частоти клітин у стані апоптозу в неопромінених і опромінених культурах лімфоцитів всіх нейроонкологічних хворих порівняно з групою порівняння, опромінення *in vitro* в дозі 1,0 Гр призвело до збільшення рівня ТМ в культурах лімфоцитів пацієнтів № 2 та № 3, а у пацієнта № 1 – зменшення частоти клітин з великою кількістю пошкоджень ДНК за рахунок додаткової активації апоптичної активності.

1. P. L. Olive et.al. Nature protocols 1 (2006) 29.
2. B.M. Gyori et.al. Redox Biology 2 (2014) 457.

ОСОБЛИВОСТІ РАДІОЧУТЛИВОСТІ У БЕЗСИМПТОМНИХ НОСІЇВ МУТАЦІЇ 5382insC В ГЕНІ *BRCA1*

Д. А. Курінний¹, С. Р. Рушковський², О. М. Демченко¹,
Л. А. Рибченко¹, М. Г. Романенко², С. В. Клименко¹

¹ ДУ «Національний науковий центр радіаційної медицини НАМН України», Київ, Україна

² Навчально-науковий центр «Інститут біології та медицини»

Київського національного університету імені Тараса Шевченка, Київ, Україна

Основною причиною розвитку онкологічних захворювань є мутації та зміни експресії генів, що контролюють регуляцію клітинного циклу, диференціацію клітин, запрограмовану клітину смерть та підтримку стабільності геному.

Відомо, що гени *BRCA1* та *BRCA2* задіяні в процесі гомологічної репарації дволанцюгових розривів ДНК, яка пригнічується за наявності мутації в одній з алелей цих генів. Інші шляхи репарації (BER, NHEJ) не можуть повністю компенсувати відсутність гомологічної репарації, що призводить до накопичення з часом репараційних помилок, наслідком чого є значне підвищення ризику розвитку злоякісних новоутворень (рака молочної залози, рака яєчників, рака простати, рака підшлункової залози), лікування яких пов'язано із застосуванням радіотерапії.

Мета роботи: оцінити вплив мутації 5382insC в гені *BRCA1* на розвиток радіочутливості.

Було проведено культивування лімфоцитів крові 9 осіб (3 осіб з мутацією 5382insC *BRCA1* без реалізованої онкопатології та 6 умовно здорових волонтерів). У всіх випадках наявність мутації було верифіковано з використанням полімеразно-ланцюгової реакції. Частина культур опромінювали γ -квантами (випромінювач IBL-237C, потужність 2,34 Гр/хв) в дозі 1,0 Гр на G₀ стадії клітинного циклу. Для оцінки відносного рівня пошкодження ДНК використовували метод електрофорезу окремих клітин (Comet assay) в нейтральних умовах [1]. Після електрофорезу препарати фарбували DAPI та аналізували під люмінесцентним мікроскопом. Зображення обробляли за допомогою програми Image J (imagej.nih.gov) з використанням плагіну OpenComet [2]. В якості параметра для визначення відносного рівня пошкодження ДНК використовували показник «Tail Moment». Статистичну обробку даних проводили за загальноприйнятими методами.

Встановлено, що в культурах лімфоцитів периферичної крові осіб-носіїв мутації 5382insC *BRCA1*, середній рівень комет з високою частотою одно- двох ланцюгових розривів ДНК достовірно перевищував показники в культурах лімфоцитів крові осіб з групи порівняння (рис. 1 та 2, група клітин з ТМ > 16).

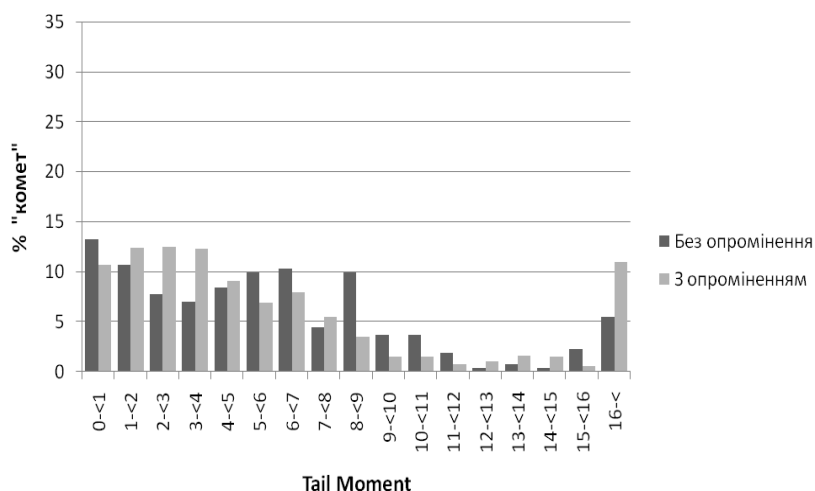


Рис. 1. Рівні ТМ в інтактних та опромінених культурах лімфоцитів периферичної крові умовно здорових осіб.

Після опромінення було відзначено падіння частот клітин з високим показником розривів ДНК у культурах лімфоцитів осіб-носіїв мутації 5382insC *BRCA1*.

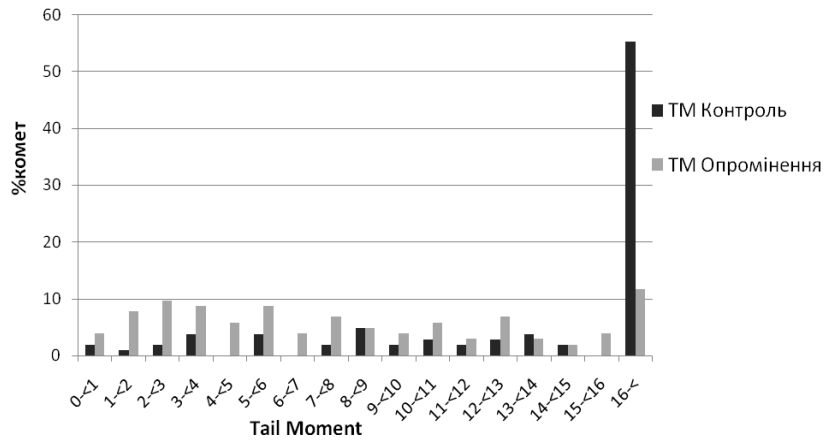


Рис. 2. Рівні ТМ в інтактних та опроміненних культурах лімфоцитів периферичної крові осіб-носіїв мутації 5382insC *BRCA1*.

Частотний аналіз розподілу «комет» за значеннями рівня пошкодження ДНК показав активацію репараційних процесів в опроміненних культурах лімфоцитів осіб-носіїв мутації 5382insC *BRCA1* (групи клітин з ТМ від 0 до 7). Відзна чено, що апоптична активність у культурах лімфоцитів осіб-носіїв мутації 5382insC *BRCA1* статистично значуще ($p < 0,001$) перевищувала таку в культурах умовно здорових волонтерів (рис. 3).

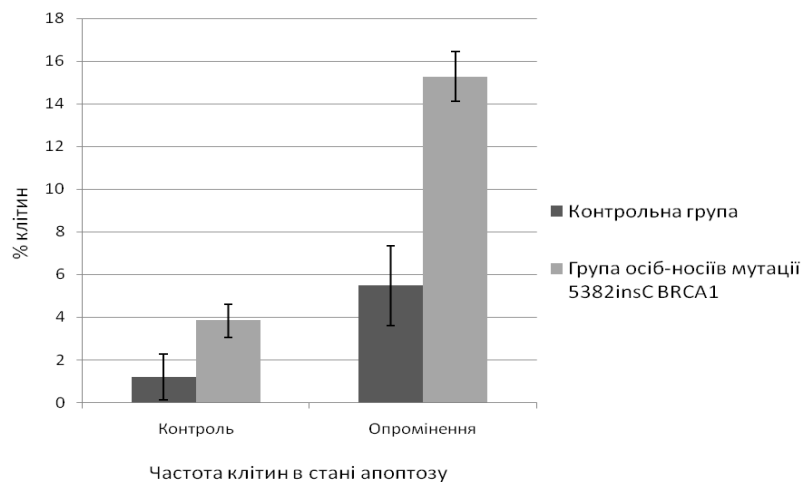


Рис. 3. Зміна частоти клітин у стані апоптозу в культурах лімфоцитів периферичної крові після опромінення *in vitro* в дозі 1,0 Гр.

Таким чином, за допомогою методу електрофорезу окремих клітин нами були встановлені особливості розвитку геномної нестабільності в інтактних та опроміненних лімфоцитах периферичної крові осіб-носіїв мутації 5382insC *BRCA1*: підвищення рівень геномної нестабільності в інтактних клітинних культурах лімфоцитів периферичної крові в порівнянні з відповідними показниками умовно здорових осіб, достовірне збільшення частоти клітин у стані апоптозу в у відповідь на дію іонізуючого опромінення *in vitro* в дозі 1,0 Гр.

ГЕНОТОКСИЧНІСТЬ РАДІОЦЕЗІЮ ТА МОЖЛИВОСТІ БІОДОЗИМЕТРІЇ

В. А. Курочкіна, Л. К. Бездробна

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

При випробуванні ядерної зброї та виникненні ряду масштабних радіаційних аварій відбувався витік у навколишнє середовище радіоактивних ізотопів цезію, серед яких найбільш поширеними є ^{137}Cs ($\tau_{1/2} = 30,17$ р) та ^{134}Cs ($\tau_{1/2} = 2,06$ р).

Так, у 1987 р. в м. Гоянія, Бразилія внаслідок крадіжки та розгерметизації цезієвого джерела (активність 50,69 ТБк) від гамма-терапевтичної установки утворилися численні локальні вогнища радіоактивного забруднення території. Місця забруднення ^{137}Cs виявлялися на відстані 100 км від Гоянії [IAEA Tecdoc-1009, 1998]. Вибух 4-го реактора на Чорнобильській АЕС 1986 р зумовив розсіювання ізотопів $^{137}\text{Cs} \sim 87$ ПБк та $^{134}\text{Cs} \sim 47$ ПБк у числі інших радіонуклідів [УНТЦ, Проект № 369, 1998]. Забруднення зазнали території Білорусі, Росії, України та майже всіх країн Європи. Аварія на АЕС Фукусіма Даїчі, Японія у 2011 р. призвела до викиду ^{137}Cs 7-20 ПБк та ^{134}Cs 8,3-50 ПБк. [IAEA Technical volume 4, 2015]. Пожежа на ядерному реакторі в Уіндскейлі, Велика Британія у 1957 р. спричинила викид 22 ТБк ^{137}Cs [M. J. Crick; G. S. Linsley 1984].

Радіоактивні ізотопи цезію утворюються і при виробництві електроенергії на атомних електростанціях під час ядерного поділу. Все це спонукає до вивчення їхньої радіотоксичності і зокрема генотоксичності, оскільки пошкодження клітин на хромосомному і генному рівнях може бути причиною ряду після радіаційних патологічних проявів. Слід зазначити, що стабільний ізотоп ^{133}Cs має відносно низьку токсичність [A. Ghosh et al., 1993. R. Santos-Mello et al., 1999, 2001].

Радіоізотопи цезію є бета-випромінювачами. Е результатом бета-розпаду ^{137}Cs утворюється стабільний ізотоп барію ^{137}Ba та виділяються бета-частинки з граничним спектром енергій 0,512 МеВ та 1,174 МеВ і частотою розпадів 0,947 та 0,053 відповідно. Розпад відбувається з утворенням проміжного радіонукліда $^{137\text{m}}\text{Ba}$ з періодом напіврозпаду 2,55 хв, який переходить в основний стан з випромінюванням гамма-квантів з енергією 0,6617 МеВ або конверсійного електрона з енергією 0,6617 МеВ, зменшеною на величину енергії зв'язку електрона [http://www.nucleide.org/DDEP_WG/Nuclides/Cs-137_tables.pdf].

^{134}Cs короткоживучий ізотоп з двома каналами розпаду – β^- (99,997 %) та електронне захоплення (0,003 %) у результаті яких утворюється або стабільний ^{134}Ba , або ^{134}Xe відповідно. Дочірнім продуктом β^- -розпаду є збуджений стан ^{134}Ba , який послідовно каскадно випускає γ -кванти енергією 27,27, 2,498, 7,019 та 0,06 кеВ і переходить в основний стан ^{134}Ba [http://www.nucleide.org/DDEP_WG/Nuclides/Cs-134_tables.pdf].

Більшість постраждалих внаслідок аварійних викидів радіоцезію зазнають його довготривалого хронічного впливу (і зовнішнього і внутрішнього). За умов зовнішнього впливу доза опромінення обумовлюється головним чином проникаючими гамма-променями, що поширюються на великі відстані у повітрі. У разі безпосереднього контакту (при надходженні до організму перорально чи інгаляційно, при абсорбції шкірою або забрудненні *in vitro* суспензії клітин) поглинена доза формується поєднаною дією гамма-променів і бета-частинок, причому основна її частина (до 90 %) обумовлюється бета-частинками.

Дані про генотоксичність радіоцезію в літературі обмежені і стосуються в основному ^{137}Cs , імовірно як більш довгоживучого і більш значимого для дозоутворення після радіаційних аварій. Робіт з яких можна зробити висновки про генотоксичність ^{134}Cs в доступній нам літературі не виявлено. Ефекти ^{137}Cs вивчали на хромосомному рівні за частотою хромосомних аберацій [N. Doggett and W. McKenziei, 1983; J.N. Lucas et al. 1989; A. Balasem et al., 1992], мікроядер [A. Balasem and A. Ali, 1991, 1993] і в поодиноких роботах – сестринських хроматидних обмінів [Lijima and Morimoto, 1990] в основному на лімфоцитах периферійної крові людини як тест-системи для біодозиметрії, а також в одиничних роботах на сперматогоніях людини [Mikamo et al., 1990], клітинах китайського хом'ячка [Kamiguchi et al., 1991; Arslan et al., 1986]. У лімфоцитах крові людини спостерігали пов'язане з підвищенням дози зовнішнього опромінення ^{137}Cs (0,05 - 6 Гр) збільшення частоти хромосомних аберацій [N. Doggett and W. McKenziei, 1983; J.N. Lucas et al. 1989; A. Balasem et al., 1992] мікроядер [A. Balasem and A. Ali, 1991].

Показано, що за зовнішнього гамма-опромінення крові людини ^{137}Cs розподіл обмінних аберацій (дицентриків і центричних кілець та транслокацій) серед проаналізованих лімфоцитів відповідає розподілу Пуассона, характер залежності обмінів від дози лінійно-квадратичний, як і у разі опромінення

гамма-квантами ^{60}Co або рентгенівськими променями [M. Bauchinger et al. 1979; M.A Silva et al. 1997; Н. Мазнік, В. Вінніков, 2004; J. Rajic et al., 2014].

Нами виявлена лише одна публікація з ефективності гамма-променів ^{137}Cs за мікроядерним тестом *in vitro* [A. Balasem and A. Ali, 1991]. Виявлено, що розподіл мікроядер серед лімфоцитів після опромінення ^{137}Cs наддисперсійний, а дозова залежність їхньої частоти в клітинах з блокованим цитокінезом лінійно-квадратична; найменша доза яку можна виявити – 0,05 Гр (перевищення фонові частоти в 3,5 раза). В той же час у ряді досліджень нижня межа дози, що визначається за частотою мікроядер після опромінення крові *in vitro* фотонами ^{60}Co або Х-променями становить 0,15 - 0,3 Гр [J. Rajic et al., 2014]. Ми не виключаємо, що виявлення пошкодженості хромосом за індукцією мікроядер при меншій дозі ^{137}Cs , ніж дози ^{60}Co або Х-променів може свідчити про його більшу ефективність, але це припущення зроблено за результатами лише однієї публікації з ^{137}Cs .

Згідно з публікацією МКРЗ (2003) радіаційно-зважуючий коефіцієнт (що враховує відносну біологічну ефективність (ВБЕ) різних типів іонізуючого випромінювання) для фотонів і бета-частинок широкого спектра енергій дорівнює одиниці. У роботі [J.N. Lucas, 1989] при порівнянні ефективності ^{137}Cs і ^{60}Co за частотою індукованих гострим зовнішнім опроміненням (0,8 - 3,2 Гр) дицентриків та транслокацій в лімфоцитах крові людини *in vitro* виявлено тенденцію до більшої ефективності ^{137}Cs ніж ^{60}Co , але різниця не була статистично значимою. У публікації [M.A Silva et al., 1997] показано, що кількість індукованих на клітину дицентриків більша у разі опромінення крові (0,2 - 4,0 Гр) ^{137}Cs порівняно з ^{60}Co . За наведеними авторами результатами ми обчислили, що ВБЕ ^{137}Cs становить близько 2 при дозах до 0,5 Гр і з підвищенням дози знижується до одиниці при 2 Гр. У роботах [Е.А. Дьоміної та ін., 1992, 1993] при порівнянні радіочутливості хромосом лімфоцитів у культурі крові людини за загальною кількістю аберацій при опроміненні ^{137}Cs і ^{60}Co показано, що ВБЕ ^{137}Cs зменшується від 3,5 до 1,3 у діапазоні доз 0,3 - 5,0 Гр. У даному дослідженні ефективність ^{137}Cs і ^{60}Co порівнювалася в умовах модифікації їхньої дії післяпроменевою гіпертермією (42°C, 1 год). Гіпертермія є потужним підсилювачем ураженості хромосом. Коефіцієнт теплового посилення ефекту ^{137}Cs при дозі 1 Гр дорівнює 2,4. Аналогічних даних для ^{60}Co не наведено. Тому, вважаємо, визначення ВБЕ ^{137}Cs за таких умов некоректним. У той же час [І.Є. Воробцова та ін., 1997] отримали достатньо однорідні результати з індукції ^{137}Cs і ^{60}Co (0,1 - 1,0 Гр) нестабільних аберацій в лімфоцитах людини на підставі чого об'єднали їх разом для побудови калібрувальної дозової залежності.

При визначенні доз зовнішнього опромінення постраждалих осіб внаслідок аварії з джерелом ^{137}Cs в Гоянії, використовували калібрувальні дозові залежності індукції обмінних аберацій *in vitro* отримані при опроміненні крові джерелом ^{60}Co . [IAEA Tecdoc-1009, 1998]. По-перше на час аварії не мали калібрувальних кривих для ^{137}Cs ; по-друге вважали, що немає переконливих доказів різної цитогенетичної ефективності ^{137}Cs і ^{60}Co . При обстеженні ліквідаторів аварії на ЧАЕС, де ^{137}Cs був одним із основних дозоутворювачів, також користувалися калібрувальними кривими для ^{60}Co . Вважаємо за необхідне продовження дослідження ВБЕ ^{137}Cs за умов зовнішнього опромінення зразків крові *in vitro*.

У разі надходження ^{137}Cs до організму людини, він включаючись у м'язову тканину, досить рівномірно розподіляється по тілу і відповідно рівномірно опромінює кров тривалий час. У доступній літературі нами виявлено дві публікації з ефективності ^{137}Cs при забрудненні зразків крові *in vitro* [A. Balasem et al., 1992, 1993]. Показано наддисперсійний розподіл індукованих дицентриків і мікроядер серед лімфоцитів крові. Характер залежності частоти пошкоджень від дози опромінення у діапазоні 0,018 - 0,362 Гр лінійний. У наведених дослідженнях кров забруднювали ^{137}Cs при кімнатній температурі. Вважаємо за доцільне проведення аналогічного дослідження з забрудненням крові при температурі тіла людини і збільшення діапазону доз опромінення. Також доцільне визначення ВБЕ ^{137}Cs за частотою обмінних аберацій в умовах забруднення крові порівняно з його зовнішнім впливом. Для визначення поглинених доз при внутрішньому опроміненні людини ^{137}Cs , крім наявності калібрувальної дозової залежності виходу індукованих обмінних аберацій в лімфоцитах крові *in vitro*, необхідно враховувати динаміку виведення радіонукліда із організму.

ВПЛИВ 2-МЕРКАПТОБЕНЗОТІАЗОЛУ НА МОРФОФУНКЦІОНАЛЬНИЙ СТАН КУЛЬТУРИ МІОГЕННИХ КЛІТИН ЩУРІВ, ОПРОМІНЕНОЇ В ДОЗІ 10 ГР

Г. Й. Лавренчук, В. В. Талько, А. В. Чернишов

ДУ «Національний науковий центр радіаційної медицини НАМН України», Київ, Україна

На сьогодні, незважаючи на міжнародні угоди, неухильно зростає загроза ядерного тероризму й можливе застосування ядерної зброї у сучасних локальних конфліктах. Як і раніше високим є ризик позапланового опромінення широких контингентів людей у випадках радіаційних аварій на атомних електростанціях та підприємствах ядерноенергетичного комплексу. Тривожним застереженням проти широкомасштабного застосування радіаційних технологій були аварії на ядерних установках: Чорнобильській АЕС – у 1986 році, на АЕС Фукусіма (Японія) – зовсім недавно – 2011 р., які загострили проблему захисту всієї біоти як від гострого опромінення, так і від тривалої дії радіації. Подальше проникнення людини в космос також не мислиться без розробки відповідних радіозахисних заходів.

На сьогодні фахівці з радіаційного захисту звертають увагу на зростаючу імовірність терористичних актів на атомних електростанціях. Окреме питання в проблемі захисту від опромінення займає захист нормальних тканин при променевої терапії пухлин. У розвинутих країнах не припиняються роботи зі створення нових радіозахисних препаратів. Зараз в Україні вивчаються нові речовини, які є перспективними медичними засобами протирадіаційного захисту. Особливий інтерес являють ті з них, які можуть бути застосованими в умовах нормованого переопромінення, зокрема, при ліквідації наслідків ядерних аварій. До таких сполук можна віднести і 2-меркаптобензотіазол – радіопротекторний засіб, який є органічною сполукою похідною дитіокарбамінової кислоти. Ця хімічна сполука являє собою аморфний порошок, слабкожовтого або жовтого кольору із запахом сірки.

Зважаючи на вищезазначене метою роботи стало вивчення радіомодифікуючого впливу 2-меркаптобензотіазолу на ембріональні міогенні клітини щурів та їхню диференціацію *in vitro*.

Дослідження виконані на первинній культурі міогенних клітин новонароджених щурів. Біоматеріал отриманий із м'язових тканин в асептичних умовах, механічно подрібнювали, потім піддавали дезагрегації 0,25 % розчином трипсину. Клітини вирощували при постійній температурі 37 °С. На кожну добу готували морфологічні препарати по загальноприйнятій методиці. Диференціацію міогенних клітин оцінювали у різні терміни культивування під оптичним мікроскопом «Axioscop» (WestGermany) при збільшенні у 1000 разів за наступними показниками: загальна кількість клітин на площі препарату 0,05 мм², кількість мітозів, кількість малодиференційованих міобластів на площі препарату 0,05 мм², кількість високодиференційованих багатоядерних міосимпластів на площі усього препарату, які утворюються шляхом злиття міобластів, середня кількість ядер в міосимпластах. Впродовж 6 - 8 діб у культурі клітин спостерігали формування мязових волокон: малодиференційовані міобласти об'єднувалися і утворювали багатоядерні структури – міосимпласти. Оцінка процесу диференціації комплексна – за усіма показниками.

Опромінення культур клітин проводили на апараті «Тератрон» (Канада) (джерело – ⁶⁰Co 1,2 МеВ, потужність експозиційної дози 4,3 · 10⁻⁴ Кл/(кг·с), відстань до об'єкта 80 см) в дозі 10,0 Гр через 24 год після посадки.

2-меркаптобензотіазол (2-МБТ) додавали за 1 год перед опроміненням в концентрації 3,0 мкг/мл та культивували впродовж 1 - 8 діб. Контролем слугували культури клітин без 2-МБТ.

Статистичний аналіз вірогідності отриманих даних проводили за допомогою t-критерію Стьюдента, використовуючи комп'ютерні програми Microsoft Excel та Biostat.

Дослідження диференціації ембріональних міогенних клітин щурів *in vitro* було одним із найважливіших етапів перевірки радіопротекторних властивостей 2-МБТ. Диференціація міогенних клітин *in vitro* в контролі характеризується злиттям малодиференційованих одноядерних веретеноподібних клітин впродовж 3 - 5 діб з утворенням багатоядерних високодиференційованих міосимпластів, які інколи набувають розгалуженої гілкоподібної форми.

У результаті дослідження було виявлено, що інкубація міогенних клітин з 2-МБТ у концентрації 3,0 мкг/мл статистично достовірно не впливає на процес диференціації ембріональних міогенних клітин щурів (порівняно з інтактними культурами).

Опромінення культури міогенних клітин гамма-квантами ^{60}Co в дозі 10 Гр призвело до інактивації фібробластоподібних клітин та викликало загибель практично усіх міобластів, як найбільш радіочутливих, малодиференційованих клітин і диференцію в культурі клітин не спостерігали.

Опромінення міогенних клітин щурів в дозі 10 Гр в присутності 2-МБТ в концентрації 3,0 мкг/мл істотно змінило клітинний склад та морфологічну структуру культури: помітні мітотичні клітини, міобласти та міосимпласти невеликих розмірів.

Таким чином, експериментальне вивчення радіопротекторного впливу 2-МБТ у фізіологічній для цих клітин концентрації на диференціацію міогенних клітин новонароджених щурів *in vitro* показало, що присутність під час гамма-опромінення 2-МБТ в концентрації 3,0 мкг/мл істотно підвищило виживаність та життєздатність усіх типів клітин і їхню мітотичну активність. Привертає увагу присутність міосимпластів невеликих розмірів. Щодо ймовірних механізмів радіопротекторної дії 2-меркаптобензогіазолу на клітинному рівні, то, зважаючи на літературні дані та результати власних досліджень, саме розрив дисульфідного зв'язку в молекулі реагента з подальшим знешкодженням вільних перекисних радикалів, які утворюються при дії радіації, що у подальшому призводить до зрушень у метаболізмі опромінених клітин (пригніченні біосинтезу та стабілізації ДНК, зниженні мітотичної активності, активації репаративних процесів), сприяє відновленню їх після опромінення та репопуляції.

ПЕРСПЕКТИВИ АЕРОІОННИХ ТЕХНОЛОГІЙ У ПРОЦЕСАХ В'ЯЛЕННЯ РИБИ

Т. К. Лебська¹, Р. В. Борисенко¹, Є. В. Бондаренко², Т. В. Ковалінська², В. І. Сахно²

¹ Національний університет біоресурсів і природокористування України, Київ, Україна

² Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

В'ялена риба користується значним попитом у населення України та у світі. Це традиційний спосіб приготування і консервування риби, при якому сповільнюється розвиток патогенних мікроорганізмів і в'ялений продукт може зберігатись протягом 8 - 10 місяців. Технологічно це забезпечується зневодненням сировини. Сировина змінює свою первинну структуру і властивості в результаті засолу кухонною сіллю, дозрівання і висушування, чи тільки висушування.

Зараз застосовують різні способи в'ялення риби. Перш за все, це в'ялення у природних умовах, коли світло і кисень повітря активують тканинні ферменти, що сприяє дозріванню продукту, набуванню особливого аромату і смаку. Однак, використання природних умов можливо тільки при певних температурах, вологості навколишнього середовища і має сезонний характер, що обмежує виробництво.

У промисловості найчастіше користуються конвекційними сушильними апаратами, коли волога відділяється підігрітим сушильним агентом. При цьому сушильний агент рухається через шар продукту при температурі більше 80 - 100°, що не дуже добре для ліпідної та білкової компоненти риби. Висока температура сприяє денатурації білку, окисненню та гідролізу ліпідів. При радіаційній сушці інфрачервоним випромінюванням сировина також нагрівається до високої температури і знижується харчова цінність кінцевого продукту.

Одним з перспективних є використання аероіонних технологій. Встановлено, що іонізоване повітря має бактерицидну дію і консервуючу здатність. Це привабливо для отримання продуктів високої якості і тривалого зберігання їх. Особливості дії аероіонів на органічну матерію покладено в основу технологій переробки риби за допомогою іонізованого повітря з метою підвищення якості та безпечності споживання в'яленої риби.

Обробка іонами атмосферних газів (аероіонів) дає змогу знизити втрати продукції й подовжити строки її зберігання без погіршення біохімічних і смакових показників. На основі механізмів взаємодії аероіонів з біологічними об'єктами була запропонована нова технологія консервування та зберігання харчових продуктів і названа електронно-іонною технологією (ЕІТ) або електроантисептуванням.

В її основі – цілеспрямований вплив на харчові продукти негативно заряджених (електрони, іони) і активних частинок (збуджені атоми й молекули, що утворюються в результаті штучної іонізації повітря). Метод обробки полягає в бомбардуванні поверхні харчових продуктів зарядженими частками, що утворюються в результаті іонізації повітря радіоактивними ізотопами, електричним полем або електричними розрядами. При електричних розрядах, одночасно з аероіонами утворюється озон, який є сильним окислювачем і має виражену бактерицидну дію. Таким шляхом досягаються обидві основні умови тривалого зберігання продукції – пригнічення життєдіяльності мікрофлори та гальмування метаболізму. Деякою мірою сприяють цьому і нейтральні компоненти іонізованого повітря (двоокис азоту).

Установлено, що вуглекислий газ, який утворюється в невеликих кількостях в результаті біохімічних процесів під впливом аероіонів перешкоджає розвитку цвілі. При аероіонних технологіях уповільнюється активність мікроорганізмів за рахунок прямої передачі їм енергії іонів і відбувається відчутне знезараження поверхні продукту супутнім озоном. Ретельним підбором режиму іонізаторів можна в технологічному процесі встановлювати оптимальні показники бактерицидної дії аероіонів на патогенну мікрофлору повітря і поверхні продуктів, а також стимулювати процеси в'ялення (дозрівання) та забезпечувати стабілізацію якості продукції при зберіганні. Характерно, що аероіонні технології забезпечують усі вказані процеси при мінімальних витратах енергії, часто менше 1 – 2 Вт·кг продукції і повній відсутності будь-якого небажаного впливу на екологію.

Впровадження аероіонних методів до технології в'ялених продуктів харчування буде сприяти збільшенню строків зберігання продуктів і збереженню якостей їх (смак, колір, аромат, соковитість, вміст вітамінів). Аналіз режимів аероіонної обробки для різної сировини показує, що вони можуть оптимізуватися для кожного сорту й виду риби і є перспективним напрямком досліджень у технології в'ялення риби.

ДОСЛІДЖЕННЯ РАДІОБІОЛОГІЧНИХ НАСЛІДКІВ ЧОРНОБИЛЬСЬКОЇ АВАРІЇ У ВІДДІЛІ РАДІОБІОЛОГІЇ ТА РАДІОЕКОЛОГІЇ ІНСТИТУТУ ЯДЕРНИХ ДОСЛІДЖЕНЬ НАН УКРАЇНИ

**А. І. Липська, І. П. Дрозд, Н. М. Рябченко, Н. К. Родіонова, О. Б. Ганжа,
О. О. Бурдо, Ю. П. Гриневич, О. А. Костура, С. В. Телецька**

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Забруднення значних територій техногенними радіонуклідами, а особливо аварія на Чорнобильській АЕС та Фукусімі, сприяли виходу на перший план досліджень біологічних ефектів внутрішнього іонізуючого випромінювання. Провідними фахівцями у галузі радіології та дозиметрії зазначається, що наслідки аварії на ЧАЕС будуть відчуватись населенням ще протягом тривалого часу. Особливо це стосується тих контингентів, які мешкають на радіаційно-забруднених територіях (РЗТ) і будуть опромінюватись протягом усього життя. Епідеміологічні дослідження стану здоров'я когорт дорослого та дитячого населення РЗТ констатують зростання кількості захворювань за різними нозологічними класами. Деякі науковці вважають, що однією з причин неоднозначності оцінок медичних наслідків у людей, які постраждали внаслідок аварії на ЧАЕС, є недооцінка впливу радіоактивного йоду на організм у ранній післяаварійний період.

На сьогодні існує нагальна необхідність оцінки і прогнозування довгострокових ефектів хронічного опромінювання, що вимагає проведення експериментальних досліджень на ссавцях із моделюванням радіаційних умов як ранньої фази аварії, так і її віддаленого періоду. Тому серед пріоритетних напрямків наукових досліджень відділу – вивчення радіобіологічних та радіоекологічних наслідків аварійного радіонуклідного забруднення.

Дослідження біологічних ефектів радіонуклідів аварійного викиду в модельних експериментах.

Досліджено специфічні просторово-часові характеристики процесів дозоутворення та радіобіологічні ефекти у лабораторних щурів за різних режимів надходження ^{137}Cs , ^{90}Sr та ^{131}I до організму. Розроблено та апробовано спосіб ідентифікації параметрів метаболізму радіонуклідів ^{137}Cs , ^{90}S в організмі ссавців на базі камерної біокінетичної моделі. Дана розробка дає змогу експресно визначати вміст радіонуклідів в органах і тканинах організму за різних режимів надходження їх та розраховувати дози опромінювання окремих органів у різні часові терміни з урахуванням вікових змін.

Створено експериментальну модель для вивчення радіобіологічних ефектів ^{131}I за умов аварійного надходження до організму та при застосуванні у процедурах ядерної медицини, яка дозволила дослідити процеси дозоутворення та комплекс показників критичних систем організму у опромінених щурів та їхнього потомства. Виявлено, що другим за вмістом радіойоду органом є шкіра, яка, очевидно, відіграє роль резервного депо ізотопу. Показано, що за надходження ^{131}I до щитоподібної залози (ЩЗ) вона стає джерелом додаткового опромінювання органів, які знаходяться у безпосередній близькості – тимуса, шийних та загрудинних лімфовузлів груднини, що підвищує ризик розвитку віддалених наслідків опромінювання у системі кістковомозкового кровотворення. У динаміці експерименту встановлено пряму залежність деструктивних змін у тимусі та кількості Т-лімфоцитів у периферичній крові від поглиненої дози.

Встановлено, що надходження ^{131}I в організм разом зі змінами у ЩЗ призводить до змін в інтенсивності та динаміці перебігу вільнорадикальних процесів, порушень в системі окисного метаболізму, кістковомозкового кровотворення (КМК), гено- та цитотоксичних ефектів, що зумовлені як безпосереднім опромінюванням клітин кісткового мозку, так і непрямою дією радіації.

Виявлено достовірне збільшення в кістковому мозку поліхроматофілних еритроцитів із мікроядрами та специфічних цитогенетичних маркерів дії іонізуючого випромінювання за різних режимів надходження (одноразового та тривалого) ^{131}I до організму. За тривалого опромінювання тварин ^{131}I реєстрували більш значимі хромосомні та геномні аномалії у соматичних клітинах, зокрема дозозалежне зростання кількості поліплоїдних клітин.

Слід зазначити, що у ранні терміни після введення ^{131}I реєстрували активацію компенсаторно-приспосувальних реакцій у системі кровотворення, у віддалені – виснаження резервних можливостей КМК та формування ознак дисгемопоезу.

Дослідження пострадіаційних ефектів у потомства першого покоління лабораторних щурів, що сформувались унаслідок опромінення батьків-щурів інкорпорованим ^{131}I у різних комбінаціях, свідчать про наявність пострадіаційних ефектів у системі кровотворення потомків, що зумовлені як внутрішньо-утробним опроміненням у ранні терміни гестації, так і ефектами трансгенераційної передачі нестабільності геному. Виявлено зниження реактивної здатності організму потомків опромінених батьків на дію стрес-факторів, що проявлялась у порушенні основних показників різних пулів КМК, збільшенні цитогенетичних аномалій в клітинах кісткового мозку у порівнянні з контрольною групою.

Радіоекологічні та радіобіологічні ефекти в природних популяціях референтних видів зони відчуження (ЗВ) ЧАЕС.

У відділі здійснюється багаторічний комплексний моніторинг індикаторних видів природних популяцій мишоподібних гризунів ЗВ ЧАЕС з біотопів із різним рівнем радіонуклідного забруднення за показниками стану системи КМК, окисного метаболізму та рівня дестабілізації хромосомного апарату соматичних клітин. При цьому здійснюється дозиметричний супровід: радіометричні, γ - β -спектрометричні вимірювання зразків навколишнього середовища та тварин.

Виявлено специфічність змін у системі КМК нориць з природних популяцій ЗВ ЧАЕС у ряді поколінь на радіаційно-забруднених територіях, що проявляються у: порушенні процесів проліферації, диференціювання, а також дозрівання клітин гранулоцитарного та еритроїдного пулів кровотворення, появи осередків кровотворення у селезінці та печінці; гіперпластичних процесах у тимусі з відповідним збільшенням фракції Т-лімфоцитів, збільшенні цитогенетичних аномалій в клітинах кісткового мозку.

Визначено підвищений рівень вільнорадикальних процесів в організмі дрібних гризунів ЗВ ЧАЕС, що свідчить про активацію процесів пероксидації та порушення рівноваги між активністю антиоксидантної системи та інтенсивністю перекисного окиснення ліпідів, регуляції перекисних процесів. Реєстрували значну міжіндивідуальну варіабельність досліджуваних показників, що свідчить про неоднорідність реагування гетерогенних природних популяцій на дію радіаційного чинника.

Виявлено особливості маніфестації радіобіологічних ефектів у мишоподібних гризунів із ЗВ ЧАЕС за сумісної дії радіаційного фактора та екстремальних умов оточуючого середовища. Показано, що переміщення тварин внаслідок міграційних процесів, обумовлених дією аномальних чинників навколишнього середовища на територіях із плямистою структурою радіаційних полів, зміною дозових навантажень, призводять до посилення патологічних процесів у системі кровотворення хронічно опромінених тварин.

Багаторічні дослідження радіобіологічних наслідків опромінення природних популяцій виявили немонотонний характер накопичення радіонуклідів в організмі, гематологічних та цитогенетичних змін у хронічно опромінених тварин та відсутність лінійної залежності показників від дози опромінення. У тварин ЗВ ЧАЕС не виявлено стійких компенсаторно-приспосувальних реакцій, що зумовлено міграційними процесами, змінами в біологічній доступності радіонуклідів, трансгенераційною передачею нестабільності геному.

У дослідженнях доведено визначальну роль хронічного опромінення у формуванні ряду патологічних змін в опроміненому організмі та важливість проведення подальших натурних та модельних експериментів із застосуванням нових сучасних методичних підходів.

КІЛЬКІСНИЙ ОПИС РАННЬОЇ ТРАНСКРИПЦІЙНОЇ ВІДПОВІДІ РОСЛИННИХ КЛІТИН НА РАДІАЦІЙНО-ІНДУКОВАНІ ПОШКОДЖЕННЯ ДНК ЗА ДОПОМОГОЮ ПУАССОНІВСЬКОЇ МОДЕЛІ ІНІЦІУЮЧОЇ ПОДІЇ

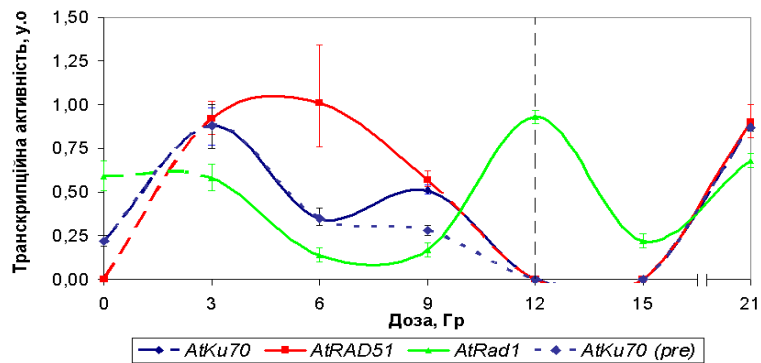
С. В. Літвінов, Н. М. Рашидов

Інститут клітинної біології та генетичної інженерії НАН України, Київ, Україна

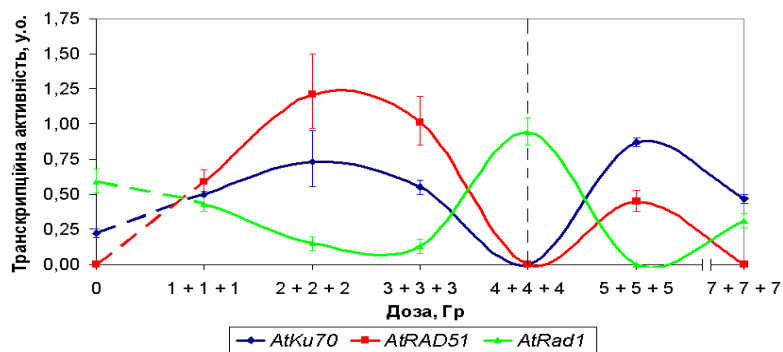
Однією з проблем, що не втратили свою актуальність, залишається вивчення механізмів адаптації вищих рослин до дії радіації, пов'язаних з модифікацією роботи системи репарації ДНК у відповідь на опромінення. Репарація потенційно летальних радіаційно-індукованих пошкоджень – дволанцюгових розривів ДНК підтримує проліферацію меристематичних клітин, що забезпечує нормальний онтогенез, формування властивого певному виду та екотипу рослин фенотипу, репопуляційне відновлення твірних тканин.

На основі порівняльного аналізу сучасних даних щодо репарації в клітинах еукаріот були виділені такі ключові гени ферментів репарації дволанцюгових розривів (ДР) ДНК модельної рослини *A. thaliana*: *AtKu70*, *AtRAD51*, *AtRad1* [1].

Вивчали дозові залежності ранньої транскрипційної відповіді ключових генів репарації ДР ДНК у розеткових листках при тотальному рентгенівському опроміненні у дозах 3 - 21 Гр 35-денних рослин на межі вегетативної та генеративної стадій розвитку. Рівень транскрипційної активності генів *AtKu70*, *AtRAD51*, *AtRad1* визначали за допомогою флуоресцентної денситометрії в агарозному гелі після зворотної транскрипції екстрагованої із свіжого листа сумарної РНК та ПЛР-ампліфікації отриманої кДНК з праймерам до цільових генів. Транскрипційну активність генів нормували за активністю гена *AtEfla* у листі неопромінених рослин, яка відображає рівень конститутивної транскрипції.



а



б

Залежність рівня транскрипційної активності генів *AtKu70*, *AtRAD51*, *AtRad1* від дози рентгенівського опромінення. а – одноразове, б – фракціоноване опромінення, інтервал між фракціями 24 год. Вертикальною пунктирною лінією позначено поділ інтервалу тестованих доз на два субінтервали: 6 - 9 Гр та 12 - 21 Гр, що відображає наявність двох різних за радіочутливістю субпопуляцій клітин.

Розрахунок кількості влучень у ДНК за модифікованим методом Тимофєєва-Ресовського та Лі [2] з урахуванням оцінки очікуваної кількості дволанцюгових пошкоджень свідчить, що при одноразо-

вому опроміненні рослин *A. thaliana* у дозі 6 Гр, коли досягається максимум індукованої ранньої транскрипційної відповіді поряд із максимальним зниженням рівня конститутивної транскрипції (рисунк), очікувана кількість дволанцюгових пошкоджень ДНК становить 4,4 - 6,6 на 4С геном. Тобто в середньому одне дволанцюгове пошкодження на хромосому. Доза, за якої транскрипційна відповідь на опромінення є мінімальною (статистично достовірно не відрізняється від неопроміненого контролю), становить 12 Гр, що відповідає в середньому двом дволанцюговим пошкодженням на хромосому. Розрахунки зроблені на основі припущення, що при поглинанні енергії рідкоіонізуючого випромінювання 30 еВ у ДНК очікується поява одиничного одностандового пошкодження (виходячи з прийнятих оцінок радіаційно-хімічних виходів пошкоджень ДНК *in vivo*). Дволанцюгових пошкоджень на одиницю дози виникає приблизно в 100 - 150 разів менше загальної кількості пошкоджень.

Відповідно до наведених вище міркувань механізми, що лежать в основі спостережуваних радіобіологічних ефектів, можна описати наступним чином. Внаслідок індукованих радіацією пошкоджень ДНК виникають прямі й опосередковані (ензиматичні) одностандові (ОР) та дволанцюгові (ДР) розриви ДНК. В свою чергу розриви ДНК запускають сигнальні каскади DDR-відповіді, зокрема, транскрипцію ключових генів репарації ДР ДНК. Модифікація транскрипції генів репарації, що відповідають за підтримку структурної цілісності геному, здійснюється в результаті детекції спеціалізованими білками нерепарованих ДР ДНК. Індукція генів репарації дволанцюгових розривів ДНК супроводжується зниженням рівня конститутивної транскрипції у клітині. Для ініціації каскаду реакцій достатньо одного нерепарованого ДР ДНК на геном. Максимум індукції транскрипційної відповіді досягається при наявності в середньому одного дволанцюгового розриву на хромосому. Два та більше ДР ДНК на хромосому затримують або пригнічують «швидку» транскрипційну відповідь на опромінення та є сигналом, що, імовірно, призводить до арешту клітинного циклу.

Виходячи з висловлених припущень, що узагальнюють отримані нами експериментальні дані, запропонована пуассонівська модель стохастичного розподілу дволанцюгових пошкоджень ДНК у клітинній популяції (у першому наближенні) як ініціюючих подій каскаду реакцій, що лежать в основі індукції ранньої транскрипційної відповіді на опромінення. У межах даної моделі ефект опромінення визначається часткою клітин, які не містять індукованих опроміненням ДР ДНК ($\exp(-\lambda)$), клітин, що містять в середньому один ДР ДНК на хромосому ($\lambda \cdot \exp(-\lambda)$), та клітин, які містять два та більше ДР ДНК на хромосому ($1 - \exp(-\lambda) - \lambda \cdot \exp(-\lambda)$):

$$TA = a \cdot \exp(-\lambda) + b \cdot \lambda \cdot \exp(-\lambda) + c \cdot (1 - \exp(-\lambda) - \lambda \cdot \exp(-\lambda)), \quad (1)$$

де TA – транскрипційна активність відповідного гена; λ – математичне очікування кількості ДР ДНК на хромосому; a , b , c – коефіцієнти, які залежать від якісних та кількісних особливостей експресії відповідного гена (конститутивна, індукційна, конститутивно-індукційна (стимульована) експресія, характер залежності від дози опромінення).

За допомогою аналізу дозової залежності транскрипційної активності гена на інтервалі, якому відповідає крива з одним екстремумом або без нього, встановлюють величини коефіцієнтів a , b , c і змінної λ . Якщо отримана крива не є гладкою, здійснюють апроксимацію рівнянням гладкої функції, найближчим до емпіричного розподілу точок. Надалі можна описати дозову залежність λ від дози опромінення.

Запропонована модель (1) задовільно якісно та кількісно описує індукцію транскрипційної відповіді генів субпопуляції радіочутливих клітин (дозовий інтервал 3 - 12 Гр) у випадку відсутності процесів посттранскрипційної модифікації, які призводять до появи вкорочених форм мРНК або мРНК із зміненою послідовністю.

1. S.V. Litvinov. The main repair pathways of double-strand breaks in the genomic DNA and interactions between them. *Cytology and Genetics* 48(3) (2014) 64.
2. В.И. Иванов, В.Н. Лысцов. *Основы микродозиметрии* (Москва, Атомиздат, 1979) с. 105.

**СТРУКТУРНО-ФУНКЦІОНАЛЬНІ ЗМІНИ
В ТКАНИНАХ ГОЛОВНОГО МОЗКУ ЩУРІВ WISTAR,
ВНУТРІШНЬОУТРОБНО ОПРОМІНЕНИХ ¹³¹I**

**Є. М. Малишевська¹, Н. П. Атаманюк¹, І. Р. Дмитрієва¹, І. П. Дрозд², А. І. Липська²,
М. І. Лісяний³, Л. М. Бельська³, Д. С. Ісаєв⁴, І. В. Лушникова⁴, В. В. Талько¹**

¹ ДУ «Національний науковий центр радіаційної медицини НАМН України», Київ, Україна

² Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

³ ДУ «Інститут нейрохірургії ім. акад. А. П. Ромоданова НАМН України», Київ, Україна

⁴ Інститут фізіології ім. О. О. Богомольця НАН України, Київ, Україна

В результаті багаторічного експериментального і клінічного дослідження впливу іонізуючого випромінювання на організм у пренатальному періоді встановлена висока радіочутливість нервової системи. Чутливість структур головного мозку, що розвивається, до впливу іонізуючої радіації проявляється комплексом функціональних, морфологічних, ультраструктурних і метаболічних змін на всіх рівнях організації.

Головний мозок людини в пренатальному періоді особливо радіочутливий на 8 - 15-й і 16 - 25-й тижні гестації, коли відбувається міграція нейронів до місць їхнього остаточного розміщення в корі великих півкуль, формування цитоархітектоники мозку і синаптогенез. Порушення розвитку головного мозку є однією з провідних причин виникнення багатьох нейропсихіатричних розладів. Досліджувані нейрорадіобіологічні ефекти, в основному, були зумовлені зовнішнім опроміненням. Під час аварій на атомних реакторах відбувається викид у зовнішнє середовище значної кількості радіонуклідів, які потрапляють в організм і зумовлюють внутрішнє опромінення. Особливо небезпечним є опромінення радіоактивним йодом (¹³¹I) вагітних жінок, оскільки при цьому можуть бути значними дози внутрішнього опромінення ембріону і плоду.

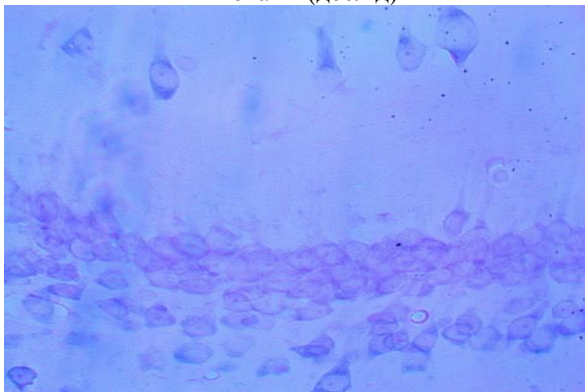
Метою наших досліджень було визначення структурних і/або функціональних змін в тканинах головного мозку щурів лінії Wistar за умов внутрішньоутробного опромінення радіонуклідом ¹³¹I.

Експериментальні дослідження проведені на 24 вагітних самках щурів Wistar 4-місячного віку, розведення віварію Інституту фізіології ім. О. О. Богомольця НАН України. 12 із них отримали одноразово перорально розчин Na¹³¹I у дистильованій воді з активністю радіонукліда 27,35 кБк (дослід), що формувало дозу на щитоподібну залозу вагітної самки 5,0 Гр, плоду – (1,44 ± 0,10) Гр. Контрольну групу склали 12 самок, яким аналогічно вводили дистильовану воду. Введення радіонукліда здійснено на 14-ту добу гестаційного періоду. Вивчення кінетики розподілу ¹³¹I в організмі щурів, розрахунки дози опромінення плоду було здійснено в Інституті ядерних досліджень НАН України [1 - 3].

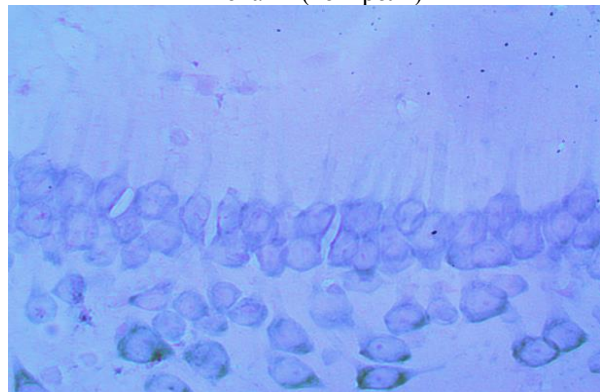
Дослідження віддалених біологічних ефектів, у тому числі, нейрорадіобіологічних, проводили на 12 щурах-самцях (6 контрольних і 6 дослідних) після досягнення тваринами віку 4,5 місяця. Досліджували морфологічну структуру гіпокампу, нейрональний апоптоз, визначали сироваткові аутоантитіла до нейроантігенів – основний білок мієліну (ОБМ), маркер глії (S100), нейроспецифічну енолазу (NSE).

Проведені морфологічні дослідження з виявлення можливих віддалених наслідків радіоіндукованих змін в гіпокампі (який значною мірою відповідає за когнітивні порушення), показали, що його специфічна цитоархітектоніка (розташування пірамідних нейронів і формування на їх підставі клітинних шарів) не виявила ознак дефектів або руйнувань. Форма і цілісність клітин не відрізнялася у тварин контрольної і досліджуваної груп (рисунок).

Гіпокамп (дослід)



Гіпокамп (контроль)



Морфологія гіпокампа мозку щурів-самців, опромінених *in utero* ¹³¹I.

Гематоксилін-еозин, × 900.

Результати визначення сироваткових аутоантитіл до нейроантигенів вказують на підвищення їхньої концентрації до ОБМ у віддаленому періоді після внутрішньоутробного опромінення (таблиця). Підвищення концентрації аутоантитіл до ОБМ свідчить про наявність структурних змін – деструкції мієлінових оболонок. Також спостерігається тенденція до підвищення нейроспецифічної енлази. Як відомо, показник NSE підвищується при інсульті, травмах нервової системи, доброякісних захворювань мозку і є несприятливим прогностичним критерієм неврологічного дефіциту [4].

**Концентрація аутоантитіл до нейроантигенів
у сироватці крові внутрішньоутробно опромінених щурів Wistar**

| Групи (n = 6) | Показники, у.о. | | |
|------------------|-----------------|--------------|--------------|
| | ОБМ | NSE | S-100 |
| Контрольна | 23,32 ± 8,68 | 15,03 ± 4,43 | 10,20 ± 4,22 |
| Дослідна | 39,57 ± 8,96* | 23,74 ± 8,52 | 16,30 ± 3,44 |

* Достовірно відносно контролю, $p < 0,05$.

Результати дослідження апоптозу нейронів тканини великих півкуль головного мозку показали істотну різницю у відсотку апоптотичних нейронів в мозковій тканині досліджуваної групи: (18,09 ± 2,14) % проти (3,37 ± 1,03) %, $p < 0,001$.

Висновок. Використана в даному експерименті модель внутрішньоутробного опромінення ^{131}I призводить до імунореактивних змін в нейронах головного мозку, що проявляється підвищенням рівня нейроспецифічних антитіл до NSE, збільшенням кількості апоптотичних клітин – нейронів мозкової тканини великих півкуль головного мозку. При цьому виражених морфологічних змін в гіпокампі не відбувається, тобто нейрогенез в цій структурі не постраждав.

1. І.П. Дрозд та ін. Дослідження кінетики ^{131}I в організмі щурів за одноразового надходження. Ядерна фізика та енергетика 13(3) (2012) 283.
2. Развитие щитовидной железы у плода во время беременности.
URL: <http://www.blackpantera.ru/detskajaginekologija/14616/>.
3. Пат. № 113045 UA. Спосіб визначення поглиненої дози від інкорпорованого ^{131}I на щитоподібну залозу плоду лабораторних щурів / І.П. Дрозд, А.І. Липська, О.А. Сова, Є.М. Прохорова, О.А. Бойко, В.В. Талько; Ін-т ядерних дослідж. НАН України; ДУ «Національний науковий центр радіаційної медицини НАМН України». Опубл. 10.01.2017; Бюл. № 1.
4. А.С. Куракина и др. Прогностическое значение нейротрофических факторов и нейроспецифической энлазы у пациентов с внемозговыми опухолями головного мозга. Современные технологии в медицине 6(3) (2014) 6.

ДОСВІД РЕКОНСТРУКЦІЇ ДОЗ ОПРОМІНЕННЯ ОСІБ, ЯКІ ПОСТРАЖДАЛИ ВНАСЛІДОК ЧОРНОБИЛЬСЬКОЇ КАТАСТРОФИ ТА ПРОЖИВАЛИ У 1986 - 2018 РР. У ПОЛІСЬКОМУ РАЙОНІ КИЇВСЬКОЇ ОБЛАСТІ

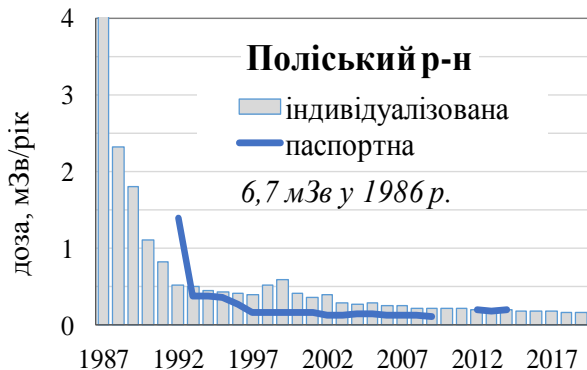
С. В. Масюк, О. М. Іванова, З. Н. Бойко, В. Б. Будерацька, Н. С. Жадан

ДУ «Національний науковий центр радіаційної медицини НАМН України», Київ, Україна

З 1986 по 2018 рр. на території Поліського району проводились радіоекологічний та дозиметричний моніторинг, що включали: вимірювання щільності випадіння ^{137}Cs на поверхні ґрунту, вимірювання концентрації ^{137}Cs у молоці приватних господарств; визначення вмісту інкорпорованого радіоцезію (^{137}Cs та ^{134}Cs) у організмі мешканців населених пунктів (НП) району за допомогою лічильників випромінювання людини; вміст ^{131}I у щитоподібній залозі, виміряний у травні-червні 1986 р., а також розрахунок «паспортних» доз НП [1]. Дані моніторингу накопичувалися, верифікувалися та узагальнювалися в рамках баз даних Центрального еколого-дозиметричного реєстру (ЦЕДР), який функціонує у лабораторії радіологічного захисту Державної установи «Національний науковий центр радіаційної медицини НАМН України» починаючи з 1987 р.

Сучасні радіоепідеміологічні дослідження потребують інформацію щодо індивідуальних або індивідуалізованих (тобто, наближених до індивідуальних) доз опромінення осіб, постраждалих внаслідок Чорнобильської катастрофи. Для мешканців радіоактивно забруднених територій, на жаль, така інформація відсутня. Тому є необхідність у створенні моделей для оцінки індивідуалізованих доз, параметри яких базуються на даних еколого-дозиметричного моніторингу.

Накопичення нових даних у ЦЕДР та сучасні наукові підходи уможливають оцінку індивідуалізованих доз опромінення жителів радіоактивно забруднених територій, тому в рамках досліджень, пов'язаних із вивченням стану здоров'я населення України, постраждалого внаслідок Чорнобильської катастрофи, розроблено сучасну еколого-дозиметричну модель [2, 3] ретроспективної реконструкції ефективних доз сумарного (зовнішнього та внутрішнього) опромінення мешканців Поліського району, які вони могли б отримати у разі постійного проживання на території району, та проведено розрахунок середніх річних та накопичених ефективних доз опромінення за 1986 - 2018 рр.



Реконструйовані індивідуалізовані ефективні дози сумарного (зовнішнього та внутрішнього) опромінення мешканців Поліського району порівняно з «паспортними» [1], мЗв.

Реконструйовані середньорічні дози сумарного (зовнішнього та внутрішнього опромінення) для мешканців району за 1986 - 2018 рр. представлено на рисунку. Проведено порівняння отриманих результатів оцінки індивідуалізованих доз з величинами «паспортних» доз, розрахованих у рамках програми загальнодозиметричної паспортизації [1].

Встановлено, що у 1986 - 2018 рр. найвищі середні ефективні дози опромінення серед жителів Поліського району могли б (за умови постійного проживання) отримати мешканці сіл Нова Марківка (177 мЗв) та Діброва (48 мЗв). Але у 1999 р. ці села були зняті з обліку через відселення жителів, тому доза для них розраховувалась лише за період 1986-1999 рр.

Для інших НП району сумарна накопичена ефективна доза коливається у межах від 4,4 до 34 мЗв. Доза зовнішнього опромінення лежить в інтервалі від 1,6 мЗв у с. Вересня до 16 мЗв у с. Мар'янівка. Найнижчу ефективну дозу внутрішнього опромінення (2,6 мЗв) отримали мешканці с. Радинка, а найвищу – 20 мЗв – мешканці с. Рагівка.

Середня доза опромінення, накопичена за 33 років після аварії на Чорнобильській АЕС дорослими жителями Поліського району, оцінена на рівні 22 мЗв.

Дозові оцінки враховують вік, стать, соціально-професійну групу особи та НП її проживання. Структура та параметри моделей, що використовувалися для індивідуалізації доз опромінення осіб Поліського району, визначалися якістю та повнотою радіоекологічного та дозиметричного моніторингу, що проводилися на території саме цього району. Розраховані дози можна розглядати як індивідуальні і використовувати у різних видах радіоепідеміологічних та медичних досліджень.

Реконструйовані середньорічні дози сумарного (зовнішнього та внутрішнього опромінення) для мешканців району за 1986 - 2018 рр. представлено на рисунку. Проведено порівняння отриманих результатів оцінки індивідуалізованих доз з величинами «паспортних» доз, розрахованих у рамках програми загальнодозиметричної паспортизації [1].

У таблиці представлено розраховані середні дози опромінення, накопичені мешканцями Поліського району в різні часові періоди (5, 15 та 33 післяаварійних років) залежно від віку на час аварії на Чорнобильській АЕС та за умови постійного проживання на території району.

Середні накопичені в окремі часові періоди ефективні дози опромінення мешканців Поліського району залежно від віку на момент аварії (за умови постійного проживання на території району)

| Вік особи на 1986 р. | Періоди часу, роки | | | | | |
|----------------------|-------------------------|---------------|--------------------------|---------------|-------------------------|---------------|
| | 1986 - 1990 ("5 років") | | 1986 - 2000 ("15 років") | | 1986 - 2018 ("33 роки") | |
| | Накопичена доза, мЗв | | | | | |
| | середня | 95 % квантіль | середня | 95 % квантіль | середня | 95 % квантіль |
| До 1 року | 10 | 16 | 13 | 20 | 17 | 26 |
| 10 років | 8,0 | 12 | 12 | 18 | 16 | 27 |
| Дорослі | 13 | 18 | 17 | 25 | 22 | 34 |

Таким чином, згідно з розрахунками основна частина дози опромінення була накопичена мешканцями за перші 15 років після аварії. Доза, накопичена після 2000 р. становить близько 25 % від дози за період 1986 - 2000 рр.

Дорослі отримали найвищу накопичену середню дозу протягом всіх періодів часу – 13 мЗв протягом 1986 - 1990 рр., 17 мЗв протягом 1986 - 2000 рр. та 22 мЗв протягом 1986 - 2018 рр. Діти у віці до 1 року на 1986 р. отримали меншу дозу, ніж дорослі, а діти у віці 10 років на 1986 р. – найменшу дозу серед згаданих вікових груп.

1. Інструктивно-методичні вказівки «Радіаційно-дозиметрична паспортизація населених пунктів території України, що зазнали радіоактивного забруднення внаслідок аварії ЧАЕС, включаючи тиреодозиметричну паспортизацію» (Методика-96) (К., 1996) 74 с.
2. С.В. Масюк та ін. Реконструкція індивідуалізованих доз опромінення суб'єктів Державного реєстру України осіб, які постраждали внаслідок Чорнобильської катастрофи, що проживають у окремих районах Житомирської, Київської, Рівненської та Чернігівської областей : методичні рекомендації (К., 2018) 66 с.
3. О.М. Іванова, Л.М. Ковган, С.В. Масюк. Методика реконструкції індивідуалізованих доз опромінення осіб, що мешкають на радіоактивно забруднених територіях України. Проблеми радіаційної медицини та радіобіології 23 (2018) 167.

ДОСЛІДЖЕННЯ МОЛЕКУЛЯРНО-ГЕНЕТИЧНИХ ОСОБЛИВОСТЕЙ Ph-НЕГАТИВНИХ МІЕЛОПРОЛІФЕРАТИВНИХ НЕОПЛАЗІЙ, У ОСІБ, ЯКІ ЗАЗНАЛИ ДІЇ ІОНІЗУЮЧОЇ РАДІАЦІЇ ВНАСЛІДОК АВАРІЇ НА ЧОРНОБИЛЬСЬКІЙ АЕС

Л. В. Неумержицька, Л. О. Полулень, Б. Т. Клімук, С. В. Клименко

ДУ «Національний науковий центр радіаційної медицини НАМН України»,
відділ медичної генетики, Київ, Україна

Вступ. Мієлопроліферативні неоплазії (МПН) продовжують залишатися однією з найбільш складних проблем сучасної медицини. В останній час частота захворюваності не знижується, а дослідження груп осіб, які зазнали дії іонізуючої радіації (ІР) внаслідок професійної діяльності на об'єктах атомного виробництва, вибухів ядерної зброї, техногенних катастроф неухильно зростає.

Ph-негативні МПН виділені в особливу групу класичних неоплазій, що характеризуються надмірною проліферацією одного або декількох паростків кровотворення, в результаті чого утворюється надмірна продукція зрілих клітин еритроїдного, мегакаріоцитарного і гранулоцитарного паростків з відносно тривалим перебігом захворювань, таких як справжня поліцитемія (СП), есенціальна тромбоцитемія (ЕТ) і первинний мієлофіброз (ПМФ). Головним діагностичним і прогностичним фактором цих новоутворень є молекулярно-генетичні порушення, які здатні індукувати онкогенні процеси в кровотворних клітинах [1 - 3]. Зазвичай набуті соматичні мутації в розвитку мієлопроліферативних неоплазій генів *Janus Kinase 2 (JAK2)*, *Thrombopoietin Receptor (MPL)* та *Calreticulin (CALR)* зустрічаються до 90 % і згідно з рекомендаціями ВООЗ мають діагностичний характер. Однак, коли драйверні мутації генів *JAK2*, *MPL* або *CALR* відсутні (близько 15 %), можливе залучення інших молекулярно-генетичних механізмів в клітинній ініціації онкогенезу [4]. Додаткові онкогенні мутації можуть визначатися одночасно з однією з драйверних мутацій або у взаємовиключний спосіб з ними і здійснювати вплив на перебіг захворювання. Порушуючи процес клітинного циклу, що бере участь у внутрішньоклітинному незалежному сигналюванні і нечутливості до інгібіторів клітинного росту, апоптозу, сплайсингу і епігенетичного регулювання, вони згодом призводять до лейкоемічної трансформації [5, 6].

Мета. Метою дослідження було виявити особливості наявності основних драйверних мутацій *JAK2*, *MPL* і *CALR* в геномі хворих на МПН з радіаційним впливом в анамнезі та без такого.

Об'єкт і методи дослідження. У дослідження включено хворих, яким був встановлений діагноз МПН. Зразки геномної ДНК 220 хворих на Ph-негативні МПН (64 – з радіаційним анамнезом, 156 без такого) були отримані із гранулоцитів периферичної крові за допомогою наборів для виділення ДНК Nucleospin DNA Mini-Kit (Дюрен, Німеччина) та innuPREP Mini (Analytik Jena, Джена, Німеччина), згідно з рекомендаціями виробника. Визначення мутацій *JAK2 V617F*, *CALR* в геномі хворих було проведено за допомогою методу ПЛР у реальному часі із використанням 2X TaqMan та 2X SYBR Green універсальних ПЛР Майстер Міксів (Applied Biosystems, Thermo Fisher Scientific, Вулстон Варрінгтон, Великобританія). Основні мутації гена *MPL* були визначені методом Сангерівського секвенування. Обробка результатів і статистичні розрахунки проводили за допомогою статичного пакета для аналізу даних в середовищі Microsoft Excel 2016, програмного забезпечення R, версія 3.4.2.

Результати дослідження. Результати досліджень показали, що хворі на радіаційно-асоційовані МПН були частіше з негативним мутаційним статусом за основними мутаціями *JAK2*, *MPL* та *CALR*, ніж хворі на спонтанні (27,8 проти 16,2 %). Частота *JAK2 V617F* мутації була вищою (75,4 %) у хворих на спонтанні МПН, ніж у хворих на радіаційно-асоційовані МПН (58,9 %). Мутації 1-го типу гена *CALR* у хворих на радіаційно-асоційовані МПН були частіше, ніж у хворих на спонтанні МПН (12,2 проти 3,1 %) Мутацій гена *MPL* не зареєстровано у хворих з радіаційним анамнезом (рис. 1).

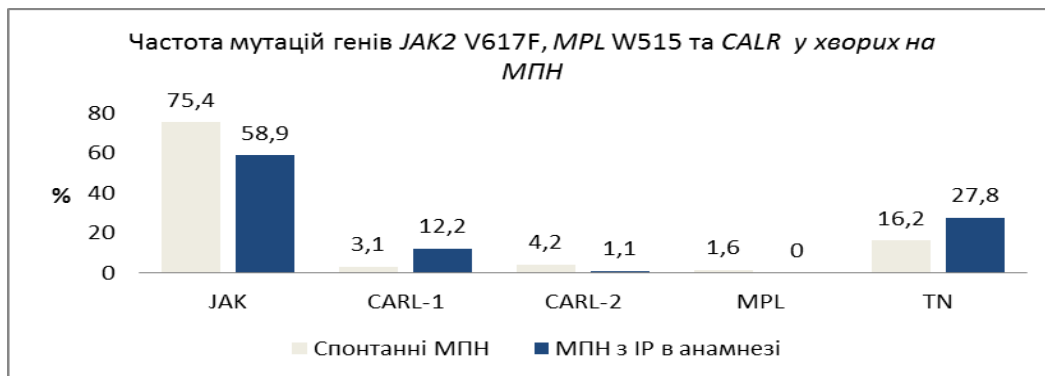


Рис. 1.

Відсутність мутацій драйверних генів при радіаційно-асоційованих Ph-негативних МПН може свідчити про зв'язок різноманітних факторів із змінами геному в механізмі патогенеза неоплазій, які, у свою чергу, могли виникнути під дією ІР. На рис. 2 показано аналіз частоти за нозологією в групах хворих з негативним мутаційним статусом. 35,1 % неоплазій припадає на первинний мієлофіброз, що класифікується обтяжливим перебігом захворювання.

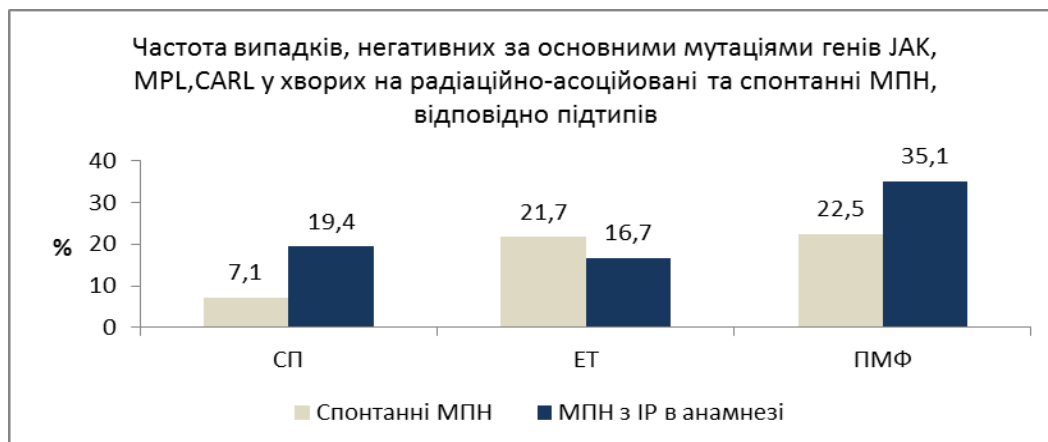


Рис. 2.

Таким чином, тестування мутаційного статусу на наявність та відсутність драйверних мутацій у хворих є необхідною умовою для удосконалення діагностики МПН, особливо радіаційно-асоційованих з визначенням групи ризику пацієнтів для вибору адекватної тактики лікування і покращення загальної виживаності та збереження якості життя.

1. P. Guglielmelli et al. Presentation and outcome of patients with 2016 WHO diagnosis of prefibrotic and overt primary myelofibrosis. *Blood* 129 (2017) 3227.
2. A.J. Mead, A. Mullally. Myeloproliferative neoplasm stem cells. *Blood* 129(12) (2017) 1607.
3. J.D. Milosevic Feenstra et al. Whole-exome sequencing identifies novel MPL and JAK2 mutations in triple-negative myeloproliferative neoplasms. *Blood* 127 (2016) 325.
4. К-Н. Lim et al. Rapid and sensitive detection of CALR exon 9 mutations using high-resolution melting analysis. *Clin. Chim. Acta* 440 (2015) 133.
5. A. Tefferi, J. Thiele, J.W. Vardiman. The 2008 World Health Organization classification system for myeloproliferative neoplasms: order out of chaos. *Cancer* 115(17) (2009) 3842.
6. M. Yagarajah, A. Tefferi. Leukemic Transformation in Myeloproliferative Neoplasms: Literature Review on Risk, Characteristics, and Outcome. *Mayo Clinic Proceedings* 92(7) (2017) 1118.

ОЦІНКА ЗАГАЛЬНОГО КЛІНІЧНОГО АНАЛІЗУ КРОВІ ТА КЛІНІКО-ГЕМАТОЛОГІЧНИХ ПОКАЗНИКІВ ПАЦІЄНТІВ З РАДІАЦІЙНО-АСОЦІЙОВАНИМИ ТА СПОНТАННИМИ МІЄЛОПРОЛІФЕРАТИВНИМИ НЕОПЛАЗІЯМИ

Л. О. Полулень, Б. Т. Клімук, Л. В. Неумержицька, С. В. Клименко

ДУ «Національний науковий центр радіаційної медицини НАМН України», Київ, Україна

Іонізуюча радіація (ІР) є добре відомим канцерогеном, що пошкоджує геном клітин та індукує розвиток солідних пухлин та гематологічних неоплазій, зокрема різних форм хронічних мієлопроліферативних неоплазій, таких як Rh-негативних МПН [1 - 3]. Серед ліквідаторів аварії на Чорнобильській АЕС спостерігається підвищений рівень захворюваності на Rh-негативні МПН. Гематопоетична тканина, за рахунок швидкої проліферації, найбільш радіочутлива в організмі людини.

Rh-негативні МПН беруть початок із гематопоетичної стовбурової клітини в результаті набуття нею МПН-ініціюючої соматичної мутації. Така клітина отримує селективні переваги до проліферації, порівняно зі здоровими стовбуровими клітинами, що сприяє мієлоїдній диференціації та встановленню мієлопроліферативного фенотипу із залученням однієї або декількох гілок мієлопоезу [4, 5]. Справжня поліцитемія (СП) характеризується не лише надлишковим утворенням еритроцитів із переважним залученням еритроїдної гілки, але і з гіперплазією мегакаріоцитарної та гранулоцитарної гілок різної вираженості. При есенціальній тромбоцитемії (ЕТ) спостерігається підвищена кількість тромбоцитів та мегакаріоцитарна гіперплазія, в той час як первинний мієлофіброз (ПМФ) є більш гетерогенним захворюванням, що характеризується фіброзом кісткового мозку та мегакаріоцитарною гіперплазією. Мієлопроліферація у хворих на ПМФ спочатку локалізується у кістковому мозку, а згодом може мігрувати екстрамедулярно [6 - 8].

Загальна кількість пацієнтів дослідження становила з 231 хворого на радіаційно-асоційовані та спонтанні Rh-негативні МПН. Оцінку за віком, статтю, клініко-гематологічними показниками хворих проводили за даними ретроспективного аналізу медичної документації.

Група хворих, які зазнали дії ІР внаслідок аварії на Чорнобильській АЕС складалася з 74 осіб жіночої та чоловічої статі, середнім віком $58,4 \pm 1,4$ років. Без радіаційного анамнезу до дослідження було внесено 157 осіб, середній вік, яких склав $51,1 \pm 1,1$ років. Хворі на радіаційно-асоційовані Rh-негативні МПН були старшими за віком, ніж хворі на спонтанні ($p < 0,001$), що обумовлюється віком на момент опромінення ($34,7 \pm 1,3$ років) та періодом від моменту дії ІР до початку захворювання ($24,0 \pm 0,6$ років), на противагу відсутності обмежень за віком для хворих на спонтанні МПН. Серед групи хворих на радіаційно-асоційовані Rh-негативні МПН чоловіків було 81,1 %, що статистично значуще більше за частку чоловіків серед спонтанних МПН (41,9 %), $p < 0,001$. У свою чергу це зумовлено розподілом за статтю осіб, які брали участь в ліквідації наслідків аварії на Чорнобильській АЕС.

Середні значення показників загального клінічного аналізу крові у хворих на радіаційно-асоційовані та спонтанні Rh-негативні МПН за більшістю позицій не відрізнялися між собою. Однак, у випадку радіаційно-асоційованої СП, рівень гематокриту був вищим ($61,7 \pm 1,9$ %), ніж у хворих із спонтанною СП ($55,6 \pm 1,1$ %), $p = 0,002$. При цьому швидкість ссідання еритроцитів була вищою у хворих на спонтанну СП ($2,1 \pm 0,3$ мм/год), ніж у хворих на радіаційно-асоційовану СП ($1,2 \pm 0,2$ мм/год), $p = 0,038$. У пацієнтів з радіаційно-асоційованим та спонтанним ПМФ показники загального клінічного аналізу крові не мали вагомої різниці. Однак, у лейкоцитарній формулі пацієнтів із радіаційно-асоційованою (ЕТ) середня відносна кількість базофілів була вищою ($1,3 \pm 0,5$ %), ніж у хворих на спонтанну ЕТ ($0,2 \pm 0,1$ %), $p = 0,001$.

Клініко-гематологічні показники (випадки із спленомегалією, наявність тромбозів, трансфузійної залежності, трансформації у гостру лейкемію) у хворих на радіаційно-асоційовані та спонтанні МПН показали, що серед хворих на радіаційно-асоційовані СП, ЕТ та ПМФ відзначалась тенденція підвищення частоти випадків із спленомегалією, ніж серед хворих на спонтанні МПН за відповідними підтипами ($p = 0,600$; $0,040$; $0,599$ відповідно).

Загалом серед хворих на радіаційно-асоційовані МПН частота задокументованих випадків із спленомегалією була вищою (54,4 %, 49 із 90 хворих), ніж серед хворих на спонтанні МПН (40,3 %, 77 із 191 хворих), ($p = 0,029$). Частота тромботичних подій серед хворих на радіаційно-асоційовані Rh-негативні МПН не відрізнялась від частоти тромботичних подій у хворих на спонтанні МПН ($p = 0,665$).

Розподіл пацієнтів за нозологією з радіаційно-асоційованими та спонтанними МПН показало, що хворих на ЕТ було у меншій кількості серед групи на радіаційно-асоційовані, ніж спонтанні МПН.

Розподіл хворих на радіаційно-асоційовані та спонтанні Ph-негативні мієлопроліферативні неоплазми за підтипами

| Кількість хворих на МПН, n (%) | Радіаційно-асоційовані | Спонтанні | <i>p</i> |
|--------------------------------|------------------------|-----------|----------|
| СП | 36 (40,0) | 70 (36,6) | 0,600 |
| ЕТ | 12 (13,3) | 46 (24,1) | 0,040* |
| ПМФ | 37 (41,1) | 71 (37,2) | 0,599 |
| МПН, некласифіковані | 5 (5,6) | 4 (2,1) | 0,151 |

* Вірогідно при $p < 0,05$.

Виходячи з наведеного, зрозуміло, що для розкриття причинно-наслідкового зв'язку патогенезу даної групи захворювань, спричинених дією іонізуючої радіації або виниклих спонтанно, необхідні масштабні дослідження на молекулярно-генетичному рівні.

1. S.V. Klymenko et al. Allelic imbalances in radiation-associated acute myeloid leukemia. *Genes (Basel)* 2(2) (2011) 384.
2. O.Y. Mishcheniuk et al. Molecular characterization of ph-negative myeloproliferative neoplasms in Ukraine. *Exp. Oncol.* 35(3) (2013) 202.
3. В.Ф. Чехун, Д.Ф. Глузман. *Ионизирующая радиация и онкогематологические заболевания* (К., ДИА; 2016) 284 с.
4. A.J. Mead, A. Mullally. Myeloproliferative neoplasm stem cells. *Blood* 129(12) (2017) 1607.
5. E. Rumi, M. Cazzola. Diagnosis, risk stratification, and response evaluation in classical myeloproliferative neoplasms. *Blood* 129(6) (2017) 680.
6. P. Guglielmelli et al. MIPSS70: Mutation-enhanced international prognostic score system for transplantation-age patients with primary myelofibrosis. *J. Clin. Oncol.* 36(4) (2018) 310.
7. W. Vainchenker, R. Kralovics. Genetic basis and molecular pathophysiology of classical myeloproliferative neoplasms. *Blood* 129(6) (2017) 667.
8. T. Barbui et al. The 2016 revision of WHO classification of myeloproliferative neoplasms: Clinical and molecular advances. *Blood Rev.* 30(6) (2016) 453.

ОСОБЛИВОСТІ ВПЛИВУ БІНАРНИХ ТЕХНОЛОГІЙ НА ЖИТТЄЗДАТНІСТЬ ЗЛОЯКІСНИХ КЛІТИН *IN VITRO*

О. Д. Почапінський¹, Г. Й. Лавренчук¹, Ю. Б. Шевченко²

¹ ДУ «Національний науковий центр радіаційної медицини НАМН України», Київ, Україна

² Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Вартість променевого лікування пухлин в 1,7 раза нижче хірургічного та в 4 рази менше хіміотерапії. В економічно розвинених країнах променева терапія використовується у 70 % онкологічних хворих. Недоліком широко застосовуваних методів променевої терапії є низька вибірковість ураження пухлинних клітин, особливо у тих випадках, коли пухлина має складну форму. Серед основних напрямків променевої терапії злоякісних новоутворень найбільш перспективними є **бінарні технології (БТ)**: нейтрон-захватна, фотон-захватна терапія, що інтенсивно розвиваються, та фотодинамічна терапія.

Основне застосування БТ знаходять для лікування неоперабельних і радіорезистентних злоякісних новоутворень, особливо в тих випадках, коли інші методи лікування виявляються безсилими. Принцип дії нейтрон-захватної терапії (НЗТ) полягає в вивільненні великої кількості енергії під час ядерної реакції, що виникає при зіткненні теплових потоків нейтронів з атомами препаратів, які володіють великим перерізом захоплення їх (бор-10, гадоліній-157) та вибірково накопичуються в пухлинних клітинах. Фотодинамічна терапія (ФДТ) полягає в утворенні цитотоксичних агентів (синглетний кисень і вільні радикали), що вражають клітинні елементи пухлинної тканини. Останніми роками в кількох лабораторіях світу синтезовано сполуки, які об'єднують властивості нейтронозахватних агентів (НЗА) для НЗТ і фотосенсибілізаторів для ФДТ.

Нами проведено комплексне експериментальне дослідження комбінованого впливу нейтронів спектра поділу, світла червоного діапазону (630 нм) та НЗА, що містили бор чи гадоліній на морфофункціональні характеристики клітин *in vitro* у тест-системі культури проліферуючих клітин лінії L₉₂₉, що дозволило встановити характер та особливості дії.

Встановлено, що за комбінованого впливу нейтронів спектра поділу в дозі 1 Гр, червоного світла в дозі 60 Дж/см² та НЗА у концентрації 5 мкг/мл спостерігалась загибель 83 - 93 % клітин, кількість апоптотичних клітин в дослідних культурах збільшувалась у 5 - 6 разів у порівнянні з контролем. Мітотична активність в культурі клітин за цих умов інгібувалась у 2 - 2,5 раза, водночас кількість атипових багатоядерних клітин зростала майже у 5 разів. Виявлено, що за нейтронного опромінення в культурі клітин утворювались полікаріоцити з великою кількістю ядер (6 - 8) та мікроядер. Це вказувало на механізм пошкодження ДНК клітин переважно шляхом двониткових розривів та гальмування процесів їхньої репарації.

Висновок. Таким чином, опромінення проліферуючих клітин *in vitro* нейтронами в дозі 1 Гр у поєднанні зі світлом червоного діапазону (630 нм) в дозі 60 Дж/см² в присутності нейтронозахватних агентів з фотосенсибілізуючими властивостями викликає загибель 83 - 93 % клітин. Результати досліджень можуть спонукати до вивчення цих ефектів на організмовому рівні із залученням лабораторних тварин з індукованими пухлинами.

ТРИ ДЕСЯТИЛІТТЯ ПІСЛЯ ЧОРНОБИЛЬСЬКОЇ АВАРІЇ: ЗАХВОРЮВАНІСТЬ НА ЗЛОЯКІСНІ НОВОУТВОРЕННЯ ПОСТРАЖДАЛОГО НАСЕЛЕННЯ

А. Є. Присяжнюк¹, Д. А. Базика¹, Н. А. Гудзенко¹, М. М. Фузік¹, Н. К. Троцюк¹, З. П. Федоренко²,
Л. О. Гулак², А. Ю. Рижов³, Н. Г. Бабкіна¹, О. М. Хухрянська¹, Є. Л. Горох², С. А. Даневич¹

¹ ДУ «Національний науковий центр радіаційної медицини НАМН України», Київ, Україна

² Національний інститут раку МОЗ України, Київ, Україна

³ Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ, Україна

Метою дослідження було визначення рівнів та динаміки захворюваності на злоякісні новоутворення в цілому та на окремі нозологічні форми в групах населення України, які постраждали внаслідок аварії на ЧАЕС, упродовж віддаленого після аварійного періоду.

Матеріали та методи. Групи спостереження: учасники ліквідації наслідків аварії на ЧАЕС (УЛНА) 1986 - 1987 рр. участі, евакуйовані із 30-км зони відчуження навколо станції та мешканці найбільш забруднених радіонуклідами територій України. Періоди спостереження склали відповідно 1994 - 2017, 1990 - 2017 та 1980 - 2017 рр. Проведено розрахунки інтенсивних, вікових та стандартизованих за віком показників із визначенням 95 % довірчого інтервалу та стандартної похибки ($p = 0,05$).

Результати, обговорення та висновки. Встановлено, що захворюваність на всі нозологічні форми злоякісних новоутворень перевищує національні показники тільки в групі УЛНА 1986 - 1987 рр. участі. Часові тренди захворюваності були подібними на всіх порівнюваних територіях: Щорічні показники захворюваності злоякісними новоутвореннями являють собою зростаючий тренд до початку 90-х років, а, починаючи з 1993 до 2005 р. має місце зниження показників. Однак, з 2006 р. знову була зазначена тенденція до зростання їх. Така динаміка показників характерна як для України в цілому, так і для районів, найбільш забруднених радіонуклідами.

Аналіз захворюваності в різних групах постраждалих свідчить про більш низькі рівні показників, порівняно з національними, як у евакуйованих, так і у мешканців найбільш забруднених радіонуклідами територій. Разом з тим, у групі УЛПА 1986 - 1987 рр. спостерігається достовірне перевищення рівнів захворюваності населення України в цілому – 1 6,7 % (95 % ДІ 104,9 - 108,5).

За результатами дослідження зроблено висновок про відсутність радіаційно обумовленого ексцесу захворюваності на лейкемію та лімфоми у населення найбільш забруднених радіонуклідами районів. У той же час, було зареєстровано зростання ризику захворюваності на лейкемію серед УЛНА, які отримали найбільш значні дози опромінення. У рамках спільного проекту України і США в галузі мінімізації наслідків аварії на ЧАЕС проведено аналітичне епідеміологічне дослідження ризику лейкемії у 110-тисячній когорті ліквідаторів, простеженої протягом 1986-2006 рр. Результати дослідження [А.Ю. Романенко, 2008; L.B. Zablotska, 2013] свідчать про достовірне зростання частоти лейкемії у цій групі постраждалих. Надлишковий відносний ризик (ERR) цієї патології в розрахунку на 1 Гр в 1986 - 2000 рр. становив 3,44 (95 % довірчий інтервал: 0,47 - 9,78, $P < 0,01$), розширення періоду спостереження до 2006 р. включно, призвело до зменшення оцінок величини ризику до 1,26 (95 % довірчий інтервал: 0,03, 3,58, $p = 0,01$).

Аналіз захворюваності на рак щитовидної залози різних груп постраждалого населення демонструє значне перевищення національного рівня в трьох досліджуваних групах. Встановлено істотне перевищення національного рівня захворюваності на рак щитовидної залози у УЛПА 1986 - 1987 рр. – в 4,4 рази, евакуйованих – у 4,0 рази, жителів найбільш забруднених радіонуклідами територій – в 1,3 рази. Це пов'язано з опроміненням цього органа за рахунок випадіння радіоактивного йоду. Зростання частоти встановлено не тільки у дітей, а також у підлітків і дорослих. Ефект експозиції у вигляді появи надлишкових випадків раку щитовидної залози має тенденцію до зростання з плином часу [D. Vazuca, 2019].

Крім того, було встановлено суттєве підвищення захворюваності на рак молочної залози у жінок, які брали участь у ліквідації наслідків аварії на ЧАЕС у 1986 - 1987 рр.

Отримані оцінки, у цілому, статистично відповідають таким, визначеним для осіб, які пережили атомне бомбардування Хіросими і Нагасакі (W.L. Hsu et al., 2013).

Оскільки латентний період для різних нозологічних форм радіаційно-індукованих пухлин відрізняється, у подальшому слід приділяти увагу не тільки зазначеним формам злоякісних пухлин, але й новоутворенням з більш тривалим латентним періодом: трахеї, бронхів, легенів, шлунку, прямої кишки, яєшників, сечового міхура, нирок та множинній мієломі.

1. A.Ye. Romanenko et al. The Ukrainian-American study of leukemia and related disorders among Chernobyl cleanup workers from Ukraine: III. Radiation risks. *Radiation Research* 170 (2008) 711.
2. L.B. Zabloska et al. Radiation and the Risk of Chronic Lymphocytic and Other Leukemias among Chernobyl Cleanup Workers. *Environmental Health Perspectives* 121(1) (2013) 59.
3. D. Bazyka et al. Epidemiology of late health effects in Ukrainian Chernobyl cleanup workers *Health Phys.* 115(1) (2018) 161.
4. W.L. Hsu et al. The incidence of leukemia, lymphoma and multiple myeloma among atomic bomb survivors: 1950 - 2001. *Radiat. Res.* 179(3) (2013) 361.

РАДІАЦІЙНО-ІНДУКОВАНА МОДИФІКАЦІЯ ВМІСТУ ВТОРИННИХ МЕТАБОЛІТІВ У РОСЛИНАХ ШАВЛІЇ ЛІКАРСЬКОЇ ТА РОЗТОРОПШІ ПЛЯМИСТОЇ

С. А. Пчеловська, С. В. Літвінов, Ю. В. Шиліна, В. В. Жук,
К. В. Листван, А. Г. Салівон, Л. В. Тонкаль

Інститут клітинної біології та генетичної інженерії НАН України, Київ, Україна

У ході попередніх досліджень нами було продемонстровано стимулюючий вплив певних доз передпосівного рідкоіонізуючого опромінення насіння низки лікарських рослин на вихід речовин фенольної природи у водно-етанольні екстракти. Далі, в інтервалі сублетальних доз передпосівного опромінення, які стимулювали підвищений вихід вторинних метаболітів, підбирали дози, що не знижують або підвищують приріст біомаси лікарської сировини (ЛС) за різних умов культивування лікарських рослин. На основі результатів проведених експериментів було запропоновано технологію підвищення вмісту фармацевтично цінних речовин – фенолів та флавоноїдів – в екстрактах із ЛС ромашки лікарської та звіробою продірявленого, що полягає в передпосівному опроміненні насіння цих рослин. У даній роботі представлено результати дослідження впливу експериментально підібраних доз рідкоіонізуючого опромінення насіння шавлії лікарської та розторопші плямистої на вміст у лікарській сировині фенолів, флавоноїдів, розмаринової кислоти та силібініну відповідно.

Зокрема, на рис. 1 представлена дозова залежність визначеного спектрофотометрично вмісту фенолів, флавоноїдів та розмаринової кислоти у водно-етанольних екстрактах із ЛС шавлії лікарської, отриманої із рослин, вирощених із насіння, що піддавали дії передпосівного опромінення.

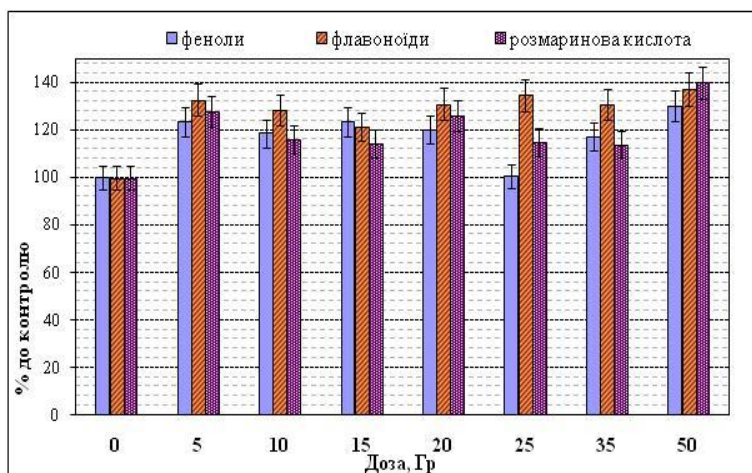


Рис. 1. Вміст фенолів, флавоноїдів та розмаринової кислоти у водно-етанольних екстрактах із листків шавлії лікарської, вирощеної з опроміненого насіння, % до контролю.

Відзначалося збільшення вмісту флавоноїдів та розмаринової кислоти в екстрактах за дії всіх доз передпосівного опромінення насіння шавлії лікарської. Вміст фенольних сполук у водно-етанольних екстрактах із листків шавлії лікарської також перевищував контрольні значення, за винятком варіанту застосування передпосівного опромінення насіння в дозі 25 Гр.

Також було проведено мікроскопічне дослідження локалізації включень ефірних олій на прикладі листків рослин шавлії лікарської. Для мікроскопічного аналізу відбирали добре розвинуті, непошкоджені листки однакового розміру верхнього ярусу рослин шавлії лікарської третього року вегетації, вирощених в умовах відкритого ґрунту (дослідна ділянка на території ІФРГ НАН України). Безпосередньому вивченню підлягали сектори середньої частини листка епідермісу верхньої та нижньої поверхні листка. Дослідження епідермісу та включень ефірної олії проводили методом мікроскопії при довжинах хвиль 360 і 461 нм за допомогою флуоресцентних мікроскопів AxioStar і AxioSkop (Zeiss); фотоматеріали виготовляли з використанням камери AxioCam MRc5 (Zeiss). Фотозображення обробляли, використовуючи програмне забезпечення AxioVisions Rel 4.7 (Carl Zeiss). Проводили підрахунок числа включень – крапель ефірної олії в полі зору. Усереднені дані підрахунку числа включень (для кожного варіанту – не менше ніж 10 секторів у трикратній повторності) аналізували для кожного року досліджень, та за три послідовні роки. Зразки (листки) відбирались з рослин, вирощених із неопроміненого та опроміненого у дозах 5, 10, 20, 35 та 50 Гр насіння з метою виявити відмінності. Результати, усереднені за три роки, представлено в таблиці.

Кількість краплин ефірної олії в полі зору для листків шавлії лікарської, вирощеної з опроміненого та неопроміненого насіння – усереднені результати досліджень за три послідовні роки (2017, 2018, 2019 рр.). Стандартна похибка на перевищувала 5 %

| | Кількість краплин ефірної олії в полі зору | % до контролю |
|--------------|--|---------------|
| Контроль, Гр | 14 | 100 |
| 5 | 16 | 114 |
| 10 | 15 | 105 |
| 20 | 17 | 124 |
| 35 | 15 | 107 |
| 50 | 16 | 114 |

Отримані результати дають підстави для висновку, що у листках рослин шавлії лікарської, вирощених із насіння, яке піддавали передпосівному опроміненню, спостерігається збільшення кількості включень (краплинок) ефірної олії в порівнянні із контролем за всіх застосованих доз передпосівного опромінення насіння. Найбільш відтворюване та суттєве збільшення кількості краплинок ефірної олії в листках шавлії в порівнянні із контрольним варіантом виявлено для доз передпосівного рентгеновського опромінення насіння 5, 50 та 20 Гр. За дії тих самих доз зростає і вміст розмаринової кислоти в екстрактах в перерахунку на одиницю маси лікарської сировини (що, в основному, збіглося із збільшенням вмісту у лікарській сировині флавоноїдів). З урахуванням показника стимуляції збільшення біомаси загальний стимулюючий вплив мали дози передпосівного опромінення 5 та 20 Гр. Отже, можна очікувати збільшення загального виходу ефірної олії із листків рослин шавлії лікарської при застосуванні пропонованого методу – передпосівного опромінення насіння рідкоіонізуючою радіацією у стимулюючих дозах.

Вивчення вмісту силібініну у шроті розторопші з опроміненого в дозовому інтервалі 5 - 25 Гр насіння показало стимулюючий вплив доз 5, 10, 20 Гр. Водночас, доза 5 Гр не є стимулюючою щодо збільшення маси лікарської сировини. Тому ми рекомендуємо використовувати для передпосівного опромінення розторопші плямистої дози рідкоіонізуючої радіації 10 та 20 Гр.

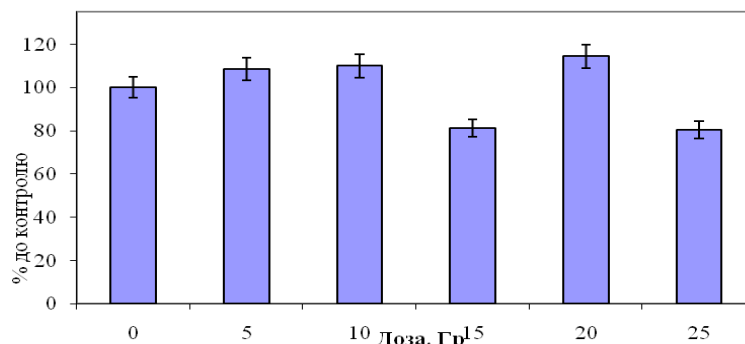


Рис. 2. Вміст силібініну у шроті насіння розторопші плямистої, вирощеної з опроміненого насіння, % до контролю.

Кількісний (спектрофотометричний) аналіз вмісту суми флавоноїдів у перерахунку на рутин у водно-етанольних екстрактах із ЛС досліджуваних рослин, залежно від дози передпосівного опромінення насіння за чотири послідовні роки дослідження, дав підстави визначити дози, що стимулюють накопичення вторинних метаболітів: це дози 5 та 20 Гр – для шавлії лікарської і 10 та 20 Гр – для розторопші плямистої. Також показано, що накопичення флавоноїдів можна розглядати як маркер радіаційної стимуляції підвищення виходу розмаринової кислоти та силібініну з лікарської сировини шавлії лікарської та розторопші плямистої відповідно.

ОСУШЕННЯ ВОДОЙМИ-ОХОЛОДЖУВАЧА: ВПЛИВ ЗМІН РАДІОЕКОЛОГІЧНОЇ ОБСТАНОВКИ НА СТАН КРОВОТВОРНОЇ СИСТЕМИ У ІНДИКАТОРНИХ ВИДІВ ДРІБНИХ ГРИЗУНІВ

**Н. К. Родіонова¹, А. І. Липська¹, О. О. Бурдо¹,
Н. М. Рябченко¹, О. Б. Ганжа¹, К. Д. Корпанова²**

¹ Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

² Чорнобильський радіаційно-екологічний біосферний заповідник, Чорнобиль, Київська обл., Україна

Зняття з експлуатації водойми-охолоджувача Чорнобильської АЕС (ВО ЧАЕС) призвело до появи осушених територій, що потребують подальшого постійного радіоекологічного моніторингу. Відомо, що в результаті аварії на ЧАЕС на водну поверхню ВО потрапила значна кількість радіоактивних аерозолей, а також частинок палива із зруйнованого реактора, отже водойма зазнала надзвичайно високого радіоактивного забруднення. На даний час відбувається інтенсивне заростання ВО рослинним покривом, що сприяє заселенню різними видами тварин з берегової зони. При відсутності підвищення радіаційного фону на цих територіях існує ризик потрапляння в організм тварин паливних частинок з їжею, що може призвести до патологічних змін в організмі. Одним з найбільш зручних об'єктів дослідження є дрібні гризуни, які використовуються в модельних та натурних експериментах.

Деякі широко розповсюджені види слугують індикаторними в радіобіологічних дослідженнях; до таких видів у зоні відчуження (ЗВ) ЧАЕС відноситься нориця руда та миша польова, які були об'єктами наших досліджень. Кровотворна система (КС) є вкрай чутливою до дії радіації завдяки високій проліферативній активності, наявності стовбурового та низькодиференційованих пулів. У діапазоні дії малих доз внутрішнього радіонуклідного опромінення особливості змін у кровотворенні полягають у паралельно існуючих процесах ураження та компенсаторного відновлення. Крім того, завжди, за дії будь-яких чинників відбувається системне реагування КС з включенням різних механізмів адаптації. У гематології на основі співвідношення окремих фракцій клітин розроблені чисельні лейкоцитарні та кісткомозкові індекси, що дають можливість охарактеризувати неспецифічну реактивність організму, активність запальних процесів, вираженість інтоксикації, порушення процесів дозрівання клітин кісткового мозку та інші. Нами в роботі для оцінки стану КС у гризунів були відібрані такі індекси: індекс напруженості адаптації Гаркаві (ІНА), індекс алергізації (ІА), індекс імунореактивності (ІІР), індекс ядерного зсуву нейтрофілів (ІЯЗ), індекс дозрівання нейтрофілів (ІДН), індекс дозрівання еритрокаріоцитів (ІДЕ), лейкоеритробластичне співвідношення (ЛЕС).

Мета роботи: дослідити особливості змін у КС у дрібних гризунів на осушених ділянках ВО ЧАЕС.

Матеріал та методи. Відлов тварин проведено у жовтні 2018 р. на двох полігонах: І – берегова лінія, ІІ – осушена ділянка ВО. Зовнішній фон на дослідних полігонах: І – 0,29 - 0,51 мР/год, ІІ – 0,07 - 1,53 мР/год. Вміст радіонуклідів у тілі тварин з І-го полігону: ¹³⁷Cs 3,12 ± 0,67 та ⁹⁰Sr 32,67 ± 3,21 кБк/кг. Концентрація радіонуклідів у тілі тварин з ІІ-го полігону: у нориці руді ¹³⁷Cs 6,11 ± 3,01 та ⁹⁰Sr 1,26 ± 0,49 кБк/кг, у миші жовтогорлої ¹³⁷Cs 7,93 ± 2,82 та ⁹⁰Sr 0,43 ± 0,12 кБк/кг. Кількість лейкоцитів, еритроцитів, тромбоцитів у периферичній крові та кількість клітин кісткового мозку (КМ) досліджували меланжерно-камерним способом. Лейкограми та мієлограми підраховували при імерсійній світловій мікроскопії. Масу селезінки (ІМС), тимуса (ІМТ) та кількість клітин КМ (ІКМ) розраховували на одиницю маси тварини.

Результати досліджень основних гематологічних показників наведено в таблиці. Вибірки тварин в основному були представлені цюголітками, які залежно від маси тварин та розвитку генеративних органів були поділені на статевонезрілі (СН) та статевозрілі (СЗ). Слід відзначити, що на полігоні ІІ, на відміну від І, СЗ нориці поодинокі, більшість вибірки становили СН, у той час як СЗ миші польові частіше зустрічались на ІІ полігоні. Це, ймовірно, обумовлено видовою спеціалізацією тварин. Привертає увагу різниця у співвідношенні інкорпорованих радіонуклідів у тварин дослідних полігонів: на ІІ полігоні вміст радіонуклідів ⁹⁰Sr був значно нижчим, порівняно з І, а ¹³⁷Cs дещо перевищував, що, можливо, є підтвердженням біологічної недоступності стронцію у паливних частинках.

Гематологічні показники у дрібних гризунів з полігонів водойми-охолоджувача ЧАЕС

| Показник | I полігон | | | II полігон | | |
|---------------------------------|--------------|--------------|-------|----------------|-------|--------------|
| | Нориця | | Миша | Нориця | | Миша |
| | СН | СЗ | СЗ | СН | СЗ | СН |
| ^{137}Cs , мкГр/доба | 0,488 | 0,38 | 0,16 | 1,09 | 0,522 | 1,092 |
| ^{90}Sr , мкГр/доба | 18,08 | 18,8 | 7,9 | 0,43 | 1,27 | 0,248 |
| Маса тварин | 17,46 ± 0,46 | 24,48 ± 1,53 | 28,71 | 12,59 ± 0,96 | 20,95 | 15,71 ± 1,25 |
| ІМС, мг/г | 2,46 ± 0,22 | 2,26 ± 0,55 | 1,71 | 3,24 ± 0,63 | 2,01 | 1,99 ± 0,29 |
| ІМТ, мг/г | 1,29 ± 0,16 | 0,89 ± 0,25 | – | 0,78 ± 0,01** | 1,03 | 1,52 ± 0,21 |
| ІКМ, 10 ⁴ /г | 53,39 ± 5,38 | 58,39 ± 13,7 | 149,9 | 63,57 ± 2,35 | 77,6 | 100,7 ± 4,2 |
| Еритроцити, 10 ¹² /л | 9,40 ± 0,57 | 9,12 ± 0,47 | 11,1 | 8,3 ± 1,0 | 10,8 | 10,6 ± 0,79 |
| Гемоглобін, г/л | 97,92 ± 5,93 | 105,5 ± 5,69 | 110 | 115,0 ± 5,0 | 130 | 126,6 ± 4,3 |
| Кольоров. показник | 0,31 ± 0,01 | 0,35 ± 0,01 | 0,3 | 0,42 ± 0,03 | 0,35 | 0,36 ± 0,03 |
| Тромбоцити, 10 ⁹ /л | 230,4 ± 13,0 | 161,2 ± 27,3 | 290 | 165,0 ± 15,0** | 220 | 237,5 ± 51,2 |
| Лейкоцити, 10 ⁹ /л | 5,27 ± 0,43 | 4,35 ± 0,81 | 6,0 | 4,9 ± 0,2 | 6,1 | 6,56 ± 0,91 |
| ІНА | 15,76 ± 3,64 | 6,01 ± 0,84* | 6,92 | 13,91 ± 4,09 | 17,8 | 13,17 ± 5,74 |
| ІА | 12,21 ± 1,67 | 8,55 ± 1,24* | 6,44 | 9,82 ± 1,36 | 18,4 | 9,15 ± 2,07 |
| ІР | 85,84 ± 2,41 | 78,65 ± 4,9 | 83,5 | 84,0 ± 0,58 | 92 | 84,5 ± 4,82 |
| ІЯЗ | 0,58 ± 0,22 | 0,92 ± 0,04* | 0,08 | 0,89 ± 0,21 | 0,1 | 0,08 ± 0,04 |
| ІДН | 1,36 ± 0,24 | 1,03 ± 0,17 | 0,85 | 1,65 ± 0,53 | 1,31 | 1,12 ± 0,13 |
| ІДЕ | 0,58 ± 0,04 | 0,7 ± 0,04* | 0,74 | 0,63 ± 0,1 | 0,74 | 0,68 ± 0,02 |
| ЛЕС | 1,71 ± 0,19 | 2,06 ± 0,65 | 1,95 | 4,29 ± 1,81** | 1,11 | 2,25 ± 0,44 |

* Значущі відмінності між статевонезрілими та статевозрілими норицями I полігону, $p < 0,05$.

** Значущі відмінності між статевонезрілими норицями I та II полігонів, $p < 0,05$.

При аналізі гематологічних даних слід вказати, що кровотворна система у тварин дослідних полігонів знаходиться у стані активації компенсаторно-приспосувальних процесів зі збільшенням практично у 2 рази ІМТ, кількості лейкоцитів, індексів неспецифічної реактивності (ІНА, ІА, ІР) порівняно з даними контролю. Аналогічний ефект ми відзначали раніше при дослідженні стану КС у нориць з інших полігонів ЗВ ЧАЕС. У даних дослідях більш виражені зміни відбувались у СН нориць I полігону при відносно високій потужності дози опромінення радіонуклідами ^{90}Sr . Але з часом при накопиченні дози внутрішнього опромінення у СЗ нориць відбувається поступове зниження приспосувальних реакцій: достовірно знижені індекси реактивності, крім того пришвидшуються процеси дозрівання клітин еритроїдного ряду (ІДЕ), з'являється тенденція до дисбалансу між лейкоцитарною та еритроїдною фракціями кісткового мозку (ЛЕС), у периферичній крові збільшується кількість молодих нейтрофілів (ІЯЗ), що свідчить про напруженість процесів кровотворення.

У СН нориць, які мешкали на осушених ділянках ВО (II полігон), на яких вміст ^{90}Sr був значно меншим, прояв активації адаптаційних процесів за основними індексами відбувався на рівні тенденції. Встановлено достовірну різницю порівняно з СН норицями I полігону за показниками маси тимуца (ІМТ) та іншими індексами. Привертає увагу значне превалювання у тварин II полігону у кістковому мозку кількості клітин лейкоцитарних рядів над еритроїдними разом зі збільшенням ІЯЗ у периферичній крові. Даний ефект може бути пов'язаним з інфікуванням тварин на осушених ділянках внаслідок контакту з новою мікробною флорою. Відмінністю КС миші польової є висока клітинність кісткового мозку, але загальна тенденція змін кровотворення відповідає змінам у нориць.

Таким чином, на даний термін обстеження за показниками стану КС у гризунів із осушених ділянок ВО зміни виражені в меншій мірі, порівняно з береговою зоною, де рівень опромінення ^{90}Sr вищий.

ОСОБЛИВОСТІ ФУНКЦІОНУВАННЯ МЕЗЕНХІМАЛЬНИХ СТРОМАЛЬНИХ КЛІТИН МИШЕЙ Valb/C У КУЛЬТУРІ *IN VITRO* ЗА УМОВ ДІЇ ІОНІЗУЮЧОЇ РАДІАЦІЇ У РІЗНИХ ДОЗАХ

І. З. Руссу, Д. І. Білько, Н. М. Білько

Національний університет «Києво-Могиланська академія», Київ, Україна

Мезенхімальні стромальні клітини кісткового мозку є важливим елементом кровотворного мікрооточення. Фактори, які синтезуються цими клітинами, напряму впливають на регуляцію гемопоезу, а отже, будь-які зміни у функціональній активності мезенхімальних компонентів мікрооточення відображатимуться у процесі кровотворення. Доволі поширеною є точка зору, що гемопоетичні клітини кісткового мозку є дуже радіочутливими, а стромальні – достатньо радіорезистентні. Проте існують дослідження, які свідчать про наявність серед мезенхімальних стромальних клітин субпопуляцій як із низькою, так і з високою радіочутливістю. Тому метою нашої роботи було дослідити особливості функціонування мезенхімальних стромальних клітин кісткового мозку мишей лінії Valb/C, опромієних іонізуючою радіацією у різних дозах, у культурі клітин *in vitro*.

Тварин було поділено на групи з урахуванням дози та типу опромінення, а саме: перша група – зовнішнє гостре опромінення у дозі 5,95 Гр протягом 8,5 хв; друга група – зовнішнє гостре опромінення у дозі 0,19 Гр протягом 4 год; третя група – зовнішнє довготривале опромінення у дозі 0,24 Гр протягом близько 6 місяців; четверта група – зовнішнє хронічне опромінення у дозі 1,5 Гр протягом 18 місяців; п'ята група – контрольна (інтактні тварини). Моделі опромінення були розроблені в Інституті проблем безпеки атомних електростанцій НАН України.

Після досягнення необхідної дози опромінення для отримання клітин кісткового мозку мишей забивали, використовуючи метод цервікальної дислокації спинного мозку в шийному відділі. Вилучали стегнову кістку таким чином, щоб не пошкодити її епіфізи. В умовах стерильності видаляли епіфізи та відкривали кісткомозковий канал, потім за допомогою шприца вимивали його вміст живильним середовищем у стерильну пробірку. Для того, щоб оцінити колонієутворюючу здатність мезенхімальних стромальних клітин кісткового мозку, проводили культивування їх у системі *in vitro*. Основним середовищем, яке використовували для культивування клітин, було DMEM, що містить солі, L-амінокислоти, вітаміни, глутатіон, феноловий червоний, D-глюкозу, 1 % L-глутаміну (2 мМ) та розчин антибіотиків пеніциліну і стрептоміцину. Клітини культивували протягом 7 днів із постійним контролем за умовами культивування в CO₂-інкубаторі при 37 °C, 100 % вологості та 5 % CO₂. На 7-й день проводили зміну середовища та оцінювали кількість колоній стромальних клітин, що містили не менше 50 клітин (рис. 1), після чого продовжували культивування клітин кісткового мозку до 14-ї (із подальшою заміною середовища) та 24-ї доби з метою оцінити кількість колонієутворюючих одиниць у різні терміни культивування. Для дослідження мезенхімальних стромальних клітин проводили забарвлення за Романовським - Гімза та вивчали кількість та морфологію клітин із використанням інвертованого мікроскопа.



Рис. 1. Мезенхімальні стромальні клітини кісткового мозку миші Valb/C у культурі клітин *in vitro* на 7-му добу культивування. Утворюються клітинні агрегати, що складаються із веретеноподібних клітин. Інвертований мікроскоп, збільшення $\times 200$.

Під час усього процесу культивування *in vitro* проводили визначення кількості колонієутворюючих одиниць фібробластів (КУОф) у культурі кістковомозкових клітин та аналізували динаміку утворення їх і морфологію клітин, що входять до складу клітинних агрегатів. У результаті проведених досліджень було виявлено суттєві відмінності у функціонуванні мезенхімальних стромальних клітин кісткового мозку мишей Balb/C, опроміненних у різних дозах, у порівнянні із контрольною групою тварин.

Вивчення динаміки утворення клітинних агрегатів дозволило виявити особливості цих процесів у досліджуваних груп тварин. Так, у контролі перші поодинокі адгезовані веретеноподібні стромальні клітини з'являлися уже на 3-тю добу культивування, а на 8 - 10-ту добу спостерігалось суттєве збільшення кількості стромальних клітин на поверхні культурального пластика. У той же час клітинні агрегати у культурі опроміненого кісткового мозку з'являлися пізніше та містили меншу кількість клітин. Щодо процесу формування моношару клітин на поверхні планшета, то у контролі на 14-ту добу спостерігалось суттєве збільшення кількості стромальних клітин, проте вони розміщувалися не у вигляді суцільного моношару, а доволі невеликими стромальними колоніями. І лише на 18-ту добу культивування мезенхімальні клітини формували моношар на дні культурального планшета. У той же час у 1-й групі (сублетальне опромінення) та 4-й групі (хронічне опромінення) моношар не формувався взагалі, у 3-й групі (довготривале опромінення) цей процес був дещо сповільнений до 20-ї доби, а у 2-й групі (гостре опромінення) моношар формувався аж на 24-ту добу.

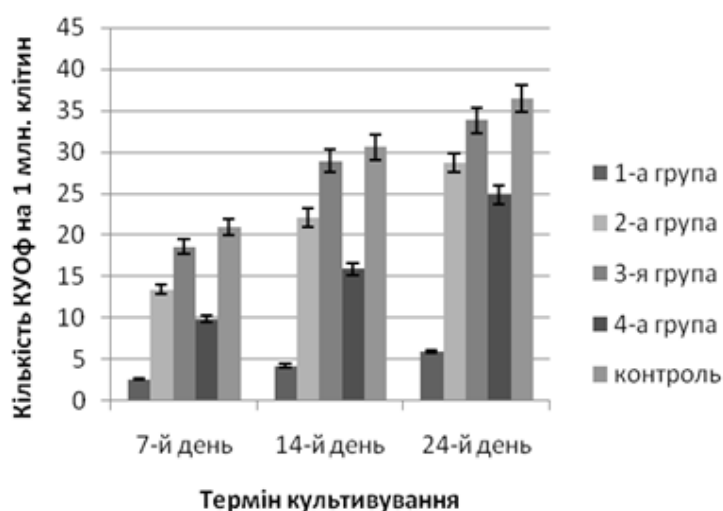


Рис. 2. Ефективність колонієутворення (кількість утворених колонієутворюючих клітин-фібробластів на 1 млн. експлантованих клітин) кісткового мозку мишей Balb/C, опроміненних у різних дозах, у порівнянні із контролем, у культурі клітин *in vitro*.

Дослідження кількісних показників функціонування мезенхімальних стромальних клітин у культурі *in vitro* дало змогу визначити особливості впливу іонізуючої радіації у різних дозах на ці клітини (рис. 2). Зокрема, у контролі ці значення становили $20,9 \pm 1,0$ КУОф на 7-му добу культивування, $30,6 \pm 1,5$ на 14-ту добу та $36,5 \pm 1,6$ на 24-ту добу культивування. У той же час у 1-й групі (сублетальне опромінення) ці показники відрізнялися від контрольних найбільшою мірою – $2,6 \pm 0,1$, $4,2 \pm 0,2$ та $5,9 \pm 0,2$ відповідно. Також суттєва різниця із контролем спостерігалася у 4-й групі (хронічне опромінення) – кількість КУОф становила $9,9 \pm 0,4$ на 7-му добу, $15,9 \pm 0,7$ на 14-ту та $24,8 \pm 1,1$ на 24-ту добу культивування. У той же час у 2-й групі (гостре одноразове опромінення) цей показник становив $13,4 \pm 0,6$ на 7-му добу, $22,1 \pm 1,1$ на 14-ту та $28,7 \pm 1,2$ КУОф на 24-ту добу культивування. Деяка різниця із контролем спостерігалася також у 3-й групі (довготривале опромінення) – $18,6 \pm 0,9$ на 7-му добу культивування, $28,9 \pm 1,4$ на 14-ту та $33,8 \pm 1,5$ КУОф на 24-ту добу культивування.

Отже, у результаті проведених досліджень виявлено, що такі наслідки опромінення, як сповільнення процесу формування стромального моношару та зниження кількості колонієутворюючих одиниць (КУОф) у культурі *in vitro* порівняно із контролем, найбільшою мірою проявлялися при сублетальному опроміненні (1-а група), були також доволі суттєвими внаслідок хронічного опромінення (4-а група), та дещо меншою мірою проявлялися у тварин після одноразового гострого опромінення (2-а група) і після довготривалого опромінення (3-я група), що загалом свідчило про високу радіочутливість мезенхімальних стромальних клітин мишей, яку слід брати до уваги при дослідженні реакції кісткового мозку на дію іонізуючої радіації.

ОЦІНКА НЕСТАБІЛЬНОСТІ ГЕНОМУ У ІНДИКАТОРНИХ ВИДІВ ДРІБНИХ ССАВЦІВ З ТЕРИТОРІЙ ЗОНИ ВІДЧУЖЕННЯ ЧОРНОБИЛЬСЬКОЇ АЕС З РІЗНИМ РІВНЕМ РАДІОАКТИВНОГО ЗАБРУДНЕННЯ

Н. М. Рябченко, О. О. Бурдо, А. І. Липська

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

В радіаційній біології, медицині та екології проблема хронічної дії низько інтенсивного іонізуючого випромінювання на людину та біоту впродовж багатьох років залишається в центрі особливої уваги через відсутність наукового консенсусу щодо негативних *versus* «корисних» ефектів дії малих доз радіації. У цьому аспекті зона відчуження Чорнобильської АЕС (ЗВ ЧАЕС) є унікальним майданчиком натурних радіоекологічних та радіобіологічних досліджень у ссавців в умовах тривалого радіонуклідного забруднення, зокрема генетичних ефектів радіації, трансгенераційної передачі радіаційно-індукованої нестабільності геному. До фенотипових ознак дестабілізації геному відносять підвищену частоту генних, хромосомних та геномних мутацій, зміну епігенетичної регуляції генів, що найімовірніше передаються нащадкам внаслідок радіаційно-індукованих ушкоджень генетичного апарату гамет батьків [1]. Показники соматичного мутагенезу у представників дрібних ссавців в ЗВ ЧАЕС активно досліджувалися вітчизняними та зарубіжними фахівцями у перші роки після аварії. Сьогодні підвищений науковий інтерес до подібних досліджень зумовлений необхідністю одержання нових даних щодо формування віддалених негативних ефектів хронічної радіаційної дії на організм, внеску трансгенераційної передачі нестабільності геному у ризик формування патогенетичних станів, зокрема радіаційно-індукованого раку у нащадків опромінених осіб.

У відділі радіобіології та радіоекології ІЯД НАН України протягом 10 років здійснюється комплексний радіобіологічний та радіоекологічний моніторинг популяцій біоіндикаторних видів дрібних ссавців на полігонах ЗВ ЧАЕС з різним рівнем радіонуклідного забруднення, зокрема показників кровотворної системи, дестабілізації геному, ознак радіо адаптації тощо. Уперше у 2019 р. фахівцями відділу розпочато комплексні радіобіологічні дослідження представників з елементарних популяцій мишоподібних на ділянках водойми-охолоджувача (ВО) ЧАЕС в умовах техногенної трансформації радіаційно-забрудненої водної екосистеми у наземну.

Мета представленої роботи – цитогенетичний моніторинг представників біоіндикаторних видів мишоподібних гризунів з популяцій та новоутворених угруповань з територій ЗВ ЧАЕС з різним рівнем радіонуклідного забруднення.

Дослідження нестабільності геному соматичних клітин ссавців за цитогенетичними маркерами включають батарею тестів, валідованих та рекомендованих фаховою міжнародною спільнотою для оцінки генотоксичної дії мутагенів довкілля, зокрема оцінку частоти поліхроматофільних еритроцитів (ПХЕ, ретикулоцитів) кісткового мозку (КМ) з мікроядрами (МЯ) [2]. Відповідно до сучасних наукових даних мікроядерний тест дає змогу кількісно оцінювати ступінь прямого генотоксичного впливу мутагенів різної природи, здійснювати прогностичну оцінку ризику формування нестабільності геному, а отже – ризику формування патологій стохастичної природи.

Об'єктом досліджень були представники виду нориця руда (*Myodes glareolus*), виловлені на моніторингових полігонах у ближній зоні ЧАЕС. Полігон 1 («Рудий ліс») знаходиться на відстані ~ 3 км від аварійного енергоблока ЧАЕС; полігон 2 («Дитятки») – поблизу КПП, на відстані 25 км від аварійного блока. Потужність дози зовнішнього γ -випромінювання на цих полігонах становила 5,0 - 20,1 та 0,15 - 0,25 мкЗв/год відповідно; щільність забруднення ґрунту: ^{137}Cs – 20 - 25 та 0,003 - 0,025, ^{90}Sr – 6 - 8 та 0,0008 - 0,0015 МБк/м² відповідно.

Полігон 3 розташований на колишній береговій лінії ВО ЧАЕС, полігон 4 – на осушеному дні ложа ВО. Потужність дози зовнішнього γ -випромінювання на цих полігонах становила 0,29 - 0,51 мР/год та 0,07 - 1,53 мР/год відповідно. Контрольні тварини були виловлені на території Міжрічинського регіонального ландшафтного парку з радіаційним фоном 10 - 12 мкР/год, що знаходиться на відстані 63 км від ЧАЕС.

Рівень генотоксичних ушкоджень визначали за частотою ПХЕ з МЯ кісткового мозку методом протокової цитометрії. Популяції каріоцитів, ПХЕ та ПХЕ з МЯ, нормохроматофільних еритроцитів (НХЕ) визначали на контурних діаграмах та здійснювали кількісний аналіз їх за допомогою програми WinMDI 2.8. Частоту ПХЕ з МЯ визначали у перерахунку на 1000 ПХЕ (%). Процеси диференціації та проліферації клітин еритроїдного ряду оцінювали за допомогою індексу цитотоксичності (співвідношення ПХЕ/НХЕ). Цитогенетичні препарати метафазних хромосом клітин КМ готували за стандартною методикою.

Результати досліджень. У роботі представлено дані цитогенетичного моніторингу популяцій *Myodes glareolus*, що здійснювався протягом 2015 - 2019 рр. на дослідних полігонах ЗВ ЧАЕС з різним рівнем радіонуклідного забруднення. Вміст інкорпорованих радіонуклідів ^{137}Cs та ^{90}Sr в організмі тварин представлено в таблиці.

Вміст ^{137}Cs в організмі та ^{90}Sr у скелеті дослідних тварин

| Полігон | Діапазон концентрацій ^{137}Cs , Бк/г; (M \pm SE) | Діапазон концентрацій ^{90}Sr , Бк/г; (M \pm SE) |
|---------|---|--|
| 1 | 50,0 - 115,0 | 260,0 - 330,0 |
| 2 | 1,1 - 1,9 | 0,2 - 0,4 |
| 3 | 0,5 - 10,3; (3,12 \pm 0,67) | 17,3 - 48,8; (32,67 \pm -3,21) |
| 4 | 2,7 - 12,1; (6,11 \pm 3,01) | 0,7 - 2,2; (1,26 \pm 0,49) |

Виявлено статистично значущі відмінності цитогенетичних маркерів між групами тварин із різних полігонів ЗВ та контрольною групою, проте дозозалежних змін не встановлено. На полігоні 1 («Рудий» ліс) з 2015 р. у тварин спостерігалось істотне підвищення частоти ПХЕ з МЯ в КМ у порівнянні з контролем та даними попередніх років, яке на нашу думку зумовлено наслідками поєднаної дії радіації та екстремальних природно-кліматичних факторів, зокрема тривалого затоплення території полігону, пожеж лісового покриву, що призвело до перерозподілу радіонуклідів на поверхні ґрунту, процесів активної міграції тварин з прилеглих територій та формування нової нестабільної популяції. Середня групова частота ПХЕ з МЯ становила 14,7 \pm 0,8% у порівнянні з 3,8 \pm 0,3% у контрольній групі. У спектрі аберацій хромосом виявлено дицентрики та підвищений рівень робертсоновських транслокацій. Одержані дані свідчать про ознаки у хронічно опромінених тварин прихованої нестабільності геному, яка може проявлятися за додаткової дії стресорів. У тварин з полігону 2 (Дитятки) середня групова частота ПХЕ з МЯ становила 6,1 \pm 0,5%. Індивідуальні значення у тварин з цього полігону коливались у широкому діапазоні 2,0 - 13,5 % ПХЕ з МЯ (CV = 58 %); у 31 % тварин частота ПХЕ з МЯ знаходилась у межах контрольних значень. У тварин з обох полігонів реєстрували порушення диференціювання та дозрівання клітин еритроїдного ряду КМ: індекс цитотоксичності до 3 разів перевищував показник контрольної групи.

У рамках радіобіологічного моніторингу ЗВ ЧАЕС вперше здійснено цитогенетичне обстеження тварин з ділянок осушеного дна ВО ЧАЕС з різним рівнем радіонуклідного забруднення. Показано, що у тварин в умовах нестабільної екосистеми полігонів 3 та 4 на території ВО частота цитогенетичних аномалій істотно відрізняється від контрольних значень: 15,9 \pm 3,7 % та 18,9 \pm 1,8 % ПЕ з МЯ відповідно. Висока міжіндивідуальна варіабельність частоти ПХЕ з МЯ може бути зумовлена нестабільною динамікою популяцій рудої нориці на територіях ВО, що знаходяться в процесі трансформації радіаційно-забрудненої водної екосистеми у наземну.

Одержані дані свідчать про наявність у хронічно опромінених тварин ЗВ ЧАЕС ознак прихованої нестабільності хромосомного апарату клітин, які можуть проявлятися в елементарних нестабільних популяціях в умовах зміни радіоекологічних умов та додаткового стресового навантаження.

1. Morgan W. Radiation-induced genomic instability. *Health Phys.* 100(3) (2011) 281.
2. Intern. Conf. on Harmonization Guidelines, Genotoxicity: A Standard Battery for Genotoxicity Testing of Pharmaceuticals, Sept. 4, 1999.

ГІПОФІЗАРНО-ТИРЕОЇДНА СИСТЕМА ЩУРІВ: ВІДПОВІДЬ ПОТОМСТВА ДВОХ ПОКОЛІНЬ НА ОПРОМІНЕННЯ БАТЬКІВ РАДІОНУКЛІДОМ ¹³¹I

**В. В. Талько¹, Є. М. Малишевська¹, Н. П. Атаманюк¹, І. П. Дрозд²,
А. І. Липська², О. Я. Плєскач¹, О. О. Самойлов¹, М. С. Кротевиц³**

¹ ДУ « Національний науковий центр радіаційної медицини НАМН України », Київ, Україна

² Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

³ Національний інститут раку МОЗ України, Київ, Україна

Вивчення медичних наслідків опромінення населення, яке постраждало внаслідок Чорнобильської катастрофи, переконливо свідчить про погіршення стану здоров'я нащадків цих осіб. Суттєвий внесок у формування порушень в стані здоров'я поколінь нащадків відіграє внутрішнє опромінення батьків внаслідок інкорпорації радіонуклідів чорнобильського викиду, насамперед ¹³¹I [1, 2]. Для вивчення наслідків впливу внутрішнього опромінення організму ¹³¹I на радіобіологічні ефекти в поколіннях співробітниками ННЦРМ НАМН України спільно з співробітниками ІЯД НАН України була розроблена експериментальна модель, яка враховувала реальні умови опромінення.

Метою наших досліджень було визначення морфофункціональних змін у гіпофізарно-тиреοїдній ланці ендокринної регуляції у потомства двох поколінь щурів внаслідок внутрішнього опромінення ¹³¹I батьків перед спаровуванням.

Досліди проведені на статевозрілих щурах двох поколінь від тварин, які отримали одноразово перорально (через зонд) розчин Na¹³¹I у дистильованій воді. Активність радіонукліда становила 27,35 кБк. При цьому доза опромінення на щитоподібну залозу (ЩЗ) у самок батьків – 5,8 Гр, у самців – 3,75 Гр. На наступну добу після введення радіонукліда тварин спаровували для одержання потомства першого покоління. Потомство другого покоління отримували шляхом спаровування самців і самок 4-місячного віку першого покоління. Тварин кожного покоління було розподілено на 8 груп (по 6 у кожній групі) відповідно до умов експерименту. Перше покоління: 1.1 – контроль, самці; 5.1 – контроль, самки; 2.1 – потомство обох опромінених батьків, самці; 6.1 – самки; 3.1 – потомство опромінених самок, самці; 7.1 – самки; 4.1 – потомство опромінених самців, самці; 8.1 – самки. Друге покоління: 1.2 – контроль, самці; 5.2 – контроль, самки; 2.2 – потомство від обох опромінених батьків, самці; 6.2 – самки; 3.2 – потомство від опромінених самок, самці; 7.2. – самки; 4.2 – потомство від опромінених самців, самці; 8.2 – самки. У тварин першого та другого поколінь досліджували структуру тканини ЩЗ, визначали концентрацію гормонів ЩЗ (вільного тироксину, трийодтироніну), тиреотропного гормону гіпофіза (ТТГ).

Кров і тканини для гістологічних досліджень відбирали після декапітації тварин гільйотиною. Кількісне визначення гормонів у сироватці крові здійснювали імуноферментним методом з реєстрацією вимірювань на мікропланшетному рідері “LabLine 022” з використанням відповідних наборів фірми ХЕМА.

Результати досліджень гормонів ЩЗ та ТТГ (таблиця) показали, що у першому поколінні змін концентрації вільного трийодтироніну (вТ₃) та вільного тироксину (вТ₄) у порівнянні з контролем у тварин дослідних груп не спостерігається. Водночас зареєстровано підвищену концентрацію ТТГ у самців та самок, народжених від обох опромінених батьків – у 1,3 та у 1,8 раза відповідно, а також у самок, народжених від опромінених самок (група 7.1) – у 2,5 раза ($p \leq 0,05$), що відображає дискоординацію у функціонуванні гіпофізарно-тиреοїдної ланки ендокринної регуляції і свідчить про наявність прихованого гіпотиреозу [3]. Підвищення концентрації ТТГ є компенсаторною реакцією на помірне зниження рівня гормонів ЩЗ.

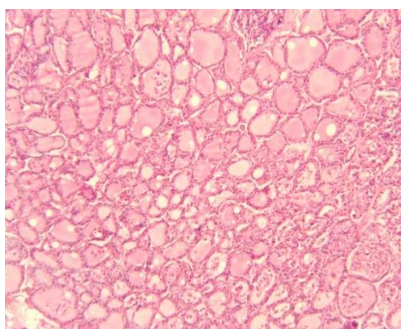
У другому поколінні концентрація вТ₃ була достовірно вища у самок групи від опромінених самок (група 7.2), в інших групах другого покоління спостерігалася тенденція до підвищення цього показника. Концентрація вТ₄ також була вища від контролю ($p \leq 0,05$) у самців та самок, народжених від обох опромінених батьків (група 2.2, 6.2) та у самців від опромінених самок (група 3.2). В інших дослідних групах спостерігалася тенденція до підвищення цього показника. У той же час концентрація ТТГ у самок усіх дослідних груп була достовірно нижча у порівнянні з контролем. Це вказує на порушення взаємозв'язку між цими гормонами і свідчить про збереження принципу зворотного зв'язку між гормонами ЩЗ та гіпофізу, тобто підвищення концентрації вТ₄ закономірно гальмує секрецію ТТГ.

Концентрація гормонів ЩЗ (вТ₃, вТ₄) і ТТГ у сироватці крові потомства щурів, народжених від батьків, що зазнали дії інкорпорованого ¹³¹I (M ± m, n = 6)

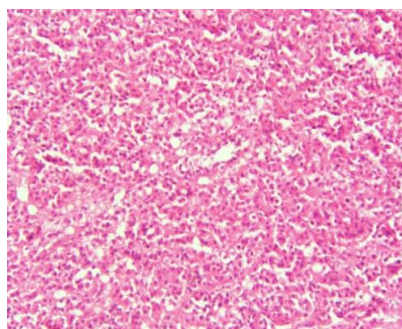
| Групи тварин | Концентрація гормонів, нмоль/л | | |
|----------------|--------------------------------|-----------------|--------------|
| | вТ ₃ | вТ ₄ | ТТГ |
| 1-ше покоління | | | |
| 1.1 | 8,02 ± 0,43 | 16,60 ± 0,67 | 1,82 ± 0,25 |
| 2.1 | 7,80 ± 0,41 | 14,83 ± 1,04 | 2,28 ± 0,26* |
| 3.1 | 8,05 ± 0,22 | 15,06 ± 0,83 | 1,83 ± 0,34 |
| 4.1 | 8,08 ± 0,23 | 15,57 ± 1,33 | 1,92 ± 0,40 |
| 5.1 | 8,65 ± 0,46 | 15,77 ± 1,11 | 1,29 ± 0,21 |
| 6.1 | 9,23 ± 0,91 | 17,12 ± 1,22 | 2,69 ± 0,28* |
| 7.1 | 8,57 ± 0,47 | 17,00 ± 0,92 | 3,22 ± 0,19* |
| 8.1 | 9,15 ± 0,44 | 14,55 ± 2,94 | 1,86 ± 0,22 |
| 2-ге покоління | | | |
| 1.2 | 2,17 ± 0,52 | 13,66 ± 1,12 | 3,69 ± 1,40 |
| 2.2 | 2,79 ± 0,10 | 19,60 ± 1,28* | 3,43 ± 1,65 |
| 3.2 | 2,79 ± 0,13 | 16,57 ± 1,26* | 2,86 ± 1,36 |
| 4.2 | 2,74 ± 0,07 | 16,22 ± 1,05 | 3,61 ± 1,12 |
| 5.2 | 2,64 ± 0,10 | 12,99 ± 1,57 | 3,31 ± 1,86 |
| 6.2 | 2,49 ± 0,15 | 18,74 ± 1,18* | 1,76 ± 1,01* |
| 7.2 | 2,75 ± 0,06* | 17,26 ± 0,94 | 0,65 ± 0,03* |
| 8.2 | 2,73 ± 0,01 | 15,40 ± 1,08 | 2,07 ± 1,16* |

* Достовірно відносно контролю, $p < 0,05$.

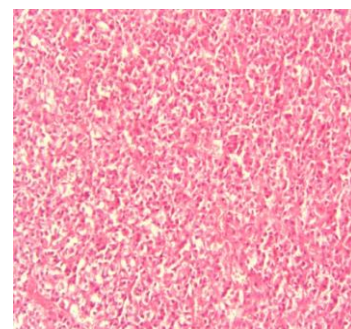
Визначено стохастичні ефекти у потомства першого покоління у вигляді раку ЩЗ (фолікулярної карциноми різного ступеня злоякісності) (рисунок) з різною частотою: у потомства від обох опромінених батьків – у 5-ти самців та у 6-ти самок; у потомства від опромінених самок – у 4 та 3 відповідно.



a



б



в

Гістологічні препарати ЩЗ щурів, народжених від опромінених ¹³¹I батьків: *a* – фрагмент тканини ЩЗ мікрофолікулярної будови з проліферацією епітелію фолікулів (норма), контроль; *б* – помірно диференційований рак: карцинома фолікулярного типу з дистрофічними змінами (g2); *в* – низькодиференційований рак, карцинома фолікулярного типу (g3). Гематоксилін-еозин, × 100.

Висновок. Радіобіологічні ефекти у потомства батьків, внутрішньо опромінених ¹³¹I, проявляються порушенням функціонування гіпофізарно-тиреоїдної ланки ендокринної регуляції та стохастичними ефектами у вигляді пухлин ЩЗ.

1. В.Г. Барьяхтар. *Оценка масштабов катастрофы. «Чернобыльская катастрофа»* (К., Наук. думка, 1995) с. 19.
2. I.A. Likhtarev et al. Ukrainian thyroid doses after the Chernobyl accident. *Health Physics* 64(6) (1993) 594.
3. Є.М. Прохорова та ін. Особливості гормональних та метаболічних змін у нащадків першого покоління щурів, які зазнали дії інкорпорованого ¹³¹I. *ScienceRise : BiologicalScience* 2(2) (2016) 25.

РОЗРОБКА ДОКУМЕНТІВ ДЛЯ ОТРИМАННЯ ЛІЦЕНЗІЇ ДЕРЖЛІКСЛУЖБИ УКРАЇНИ НА ПРАВО ВИРОБНИЦТВА РАДІОФАРМПРЕПАРАТІВ В ІЯД НАН УКРАЇНИ

В. В. Тришин, О. В. Божок, Л. К. Бездробна

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Зважаючи на значні потреби у вітчизняних радіофармацевтичних лікарських засобах в Лабораторії радіонуклідів та радіофармпрепаратів ЦЕП АЕ Інституту ядерних досліджень НАН України (ІЯД) впродовж тривалого часу проводяться роботи із організації виробництва радіофармацевтичних препаратів (РФП) на основі реакторних радіонуклідів ^{131}I та $^{99\text{m}}\text{Tc}$, зокрема розчину натрію йодиду (^{131}I) та генераторів $^{99}\text{Mo}/^{99\text{m}}\text{Tc}$ для потреб ядерної медицини (ЯМ), що стрімко розвивається в усьому світі.

Для високорозвинутих країн, розвиток ЯМ обумовлений зростанням середньої тривалості життя, збільшенням населення похилого віку і відповідно підвищеним рівнем вікових захворювань: серцево-судинних, онкологічних, неврологічних, ендокринних та інших, що й підвищує попит на РФП, джерела іонізуючого випромінювання та ізотопну продукцію.

В Україні ріст захворюваності спричинений наслідками Чорнобильської катастрофи, техногенним забрудненням довкілля, погіршенням умов життя та медичного обслуговування всіх верств населення. Високі темпи росту захворюваності вимагають вжиття невідкладних заходів для вирішення питань щодо забезпечення потреб у вітчизняних радіофармацевтичних лікарських засобах. За даними МАГАТЕ попит на дану продукцію у світі щорічно зростатиме на 10 - 12 %.

Враховуючи вищенаведене в ІЯД у рамках науково-дослідної роботи (НДР) НАН України та технічного сприяння МАГАТЕ ведуться активні роботи щодо підготовки лабораторії РН та РФП до проходження процедури отримання ліцензії на провадження господарської діяльності з виробництва РФП натрію йодид (^{131}I) у формі розчину і капсул.

Орган ліцензування – Державна служба України з лікарських засобів та контролю за наркотиками (Держліксслужба України). Основними нормативно-правовими актами процедури є Закон України «Про ліцензування видів господарської діяльності» та «Ліцензійні умови провадження господарської діяльності з виробництва лікарських засобів, оптової та роздрібною торгівлі лікарськими засобами, імпорту лікарських засобів (крім активних фармацевтичних інгредієнтів)», Постанова КМУ від 30.11.2016 № 920.

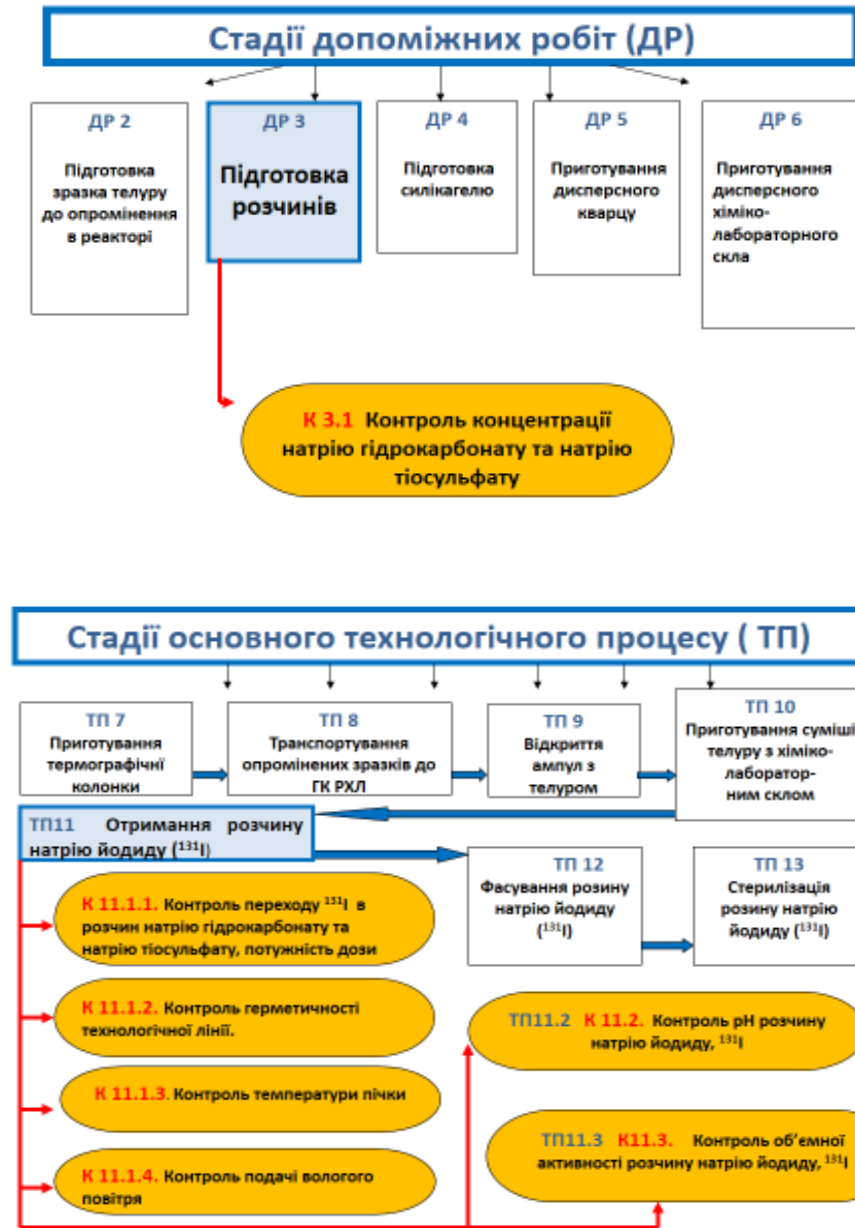
Необхідно розробити та подати до Держліксслужби такі документи: Заяву, копію «Досьє виробничої дільниці», «Технологічний регламент», «Технічний регламент», Положення про лабораторію РН та РФП, Паспорт лабораторії РН та РФП, фармацевтичну систему якості, що включає належну виробничу практику та управління ризиками для якості лабораторії РН та РФП, Положення про лабораторію з контролю якості РН та РФП (КЯ РН та РФП), Паспорт лабораторії з КЯ РН та РФП, фармацевтичну систему якості лабораторії з КЯ РН та РФП, сферу акредитації лабораторії з КЯ РН та РФП, технічні паспорти вимірювальних приладів та апаратів, що є в наявності, документи про спеціальну освіту та підвищення кваліфікації уповноваженої особи, керівного персоналу виробника.

Також необхідно пройти процедуру у Держліксслужбі та отримати сертифікат галузевої атестації (акредитації) Лабораторії з контролю якості та безпеки РФП відповідно вимогам ДСТУ ISO/IEC 17025:2017 «Загальні вимоги до компетентності випробувальних та калібрувальних лабораторій».

Підставою для видачі ліцензії на провадження господарської діяльності з виробництва (виготовлення) лікарських засобів є: наявність відповідної матеріально-технічної бази, кваліфікованого персоналу, а також умов щодо контролю якості РФП.

У ході першого етапу виконуваної НДР проведені роботи з реконструкції і підготовки технологічних приміщень лабораторії РН та РФП для виробництва і контролю якості РФП, а саме забезпечено параметри відповідного класу чистоти у «гарячих» камерах, модернізовано повітропроводи припливної вентиляції, складено специфікації для відповідного облаштування стін, проводяться роботи з реконструкції приміщення для лабораторії з контролю якості РФП, здійснена модернізація обладнання для серійного синтезу розчину натрію йодиду (^{131}I). На рисунку представлено процес виготовлення розчину натрію йодиду (^{131}I) та контроль виробництва.

Блок-схема Процесу №4 виготовлення РФП (розчину натрію йодиду (^{131}I)) та контроль виробництва



З метою зменшення дозового навантаження на ротову порожнину та стравохід пацієнтів від опромінення ^{131}I при пероральному застосуванні РФП натрію йодид (^{131}I) у формі розчину, та на обслуговуючий медичний персонал застосовують РФП натрію йодиду (^{131}I) в капсулах. Для приготування натрію йодиду (^{131}I) в капсулах розроблено та виготовлено дистанційно керовану установку дозування розчину натрію йодиду (^{131}I) в капсули та пакування їх у флакони. Складено специфікації для придбання обладнання з контролю якості РФП в рамках проекту МАГАТЕ з технічної кооперації UKR6012, а саме: систему радіохроматографічного сканера з програмним забезпеченням для потреб радіофармацевтичного виробництва, шафу сушильну стерилізаційну, термостат лабораторний сухоповітряний, пробовідбірник повітря портативний, вольфрамовий захист для шприца, контейнер для радіоактивних відходів.

Підготовлено ряд нормативно-технічних документів для проходження ліцензування Лабораторії РН та РФП ЦЕПАЕ ІЯД НАН України у Держлікслужбі України та отримання дозвільних документів на проведення робіт з джерелами іонізуючого випромінювання.

СИСТЕМА УПРАВЛІННЯ ЯКІСТЮ ЛАБОРАТОРІЇ ЯДЕРНОЇ КРИМІНАЛІСТИКИ ІНСТИТУТУ ЯДЕРНИХ ДОСЛІДЖЕНЬ НАН УКРАЇНИ

В. В. Тришин, О. В. Божок, І. А. Малюк, О. Ф. Рудик, О. П. Жуков

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

З метою забезпечення виконання Інститутом ядерних досліджень НАН України (ІЯД) визначених Кабінетом Міністрів України (Постанова 813 від 02.06.2003 р.) функцій головної експертної організації з питань дослідження та визначення характеристик радіоактивних матеріалів, які вилучено з незаконного обігу та Указу Президента України (№73/2013), де затверджено концепцію державної цільової програми розвитку ядерної криміналістики в Україні та передбачено опрацювати питання стосовно створення при ІЯД Національної експертно-криміналістичної лабораторії, в інституті створено Лабораторію ядерної криміналістики Центру екологічних проблем атомної енергетики (ЛЯК ЦЕП АЕ).

Оскільки ядерна криміналістика – важливий елемент фізичної ядерної безпеки країни, то специфіка роботи ЛЯК ЦЕП АЕ вимагає постійної активної взаємодії та співпраці з іншими аналогічними лабораторіями та профільними організаціями не тільки в середині країни, а і ближнього та далекого зарубіжжя, що не можливо без уніфікації її діяльності за міжнародними стандартами. Саме тому на підтвердження компетентності, конкурентоспроможності лабораторії та взаємовизнання результатів ядерно-криміналістичної експертизи (ЯКЕ), в тому числі на міжнародному рівні, у 2018 р. ЛЯК ЦЕП АЕ отримала Атестат про акредитацію у Національному агентстві з акредитації України (НААУ), як аналітична лабораторія, що відповідає вимогам ДСТУ ISO/IEC 17025:2006 «Загальні вимоги до компетентності випробувальних та калібрувальних лабораторій».

На сьогодні ЛЯК ЦЕП АЕ є провідною ланкою в мережі ядерних криміналістичних лабораторій країн членів ГУАМ.

Запорукою успішної акредитації ЛЯК ЦЕП АЕ у НААУ стала розробка та впровадження ефективної системи управління якістю (СУЯ) при проведенні ЯКЕ. Використання сучасних систем менеджменту – важливий етап розвитку будь-якої організації в постійно змінюваних умовах оточуючого середовища в тому числі законодавчих та інших нормативних вимог, що впливає на організацію як систему, її стійкість та протидію зростаючій конкуренції. Зважаючи на те, що загальноприйнятого стандарту, що регламентує зміст і процедуру розробки СУЯ не існує, кожна організація самостійно формує підходи до опису і порядку її розробки. Це довготривалі дослідження у сфері сучасного міжнародного менеджменту.

Ключовим етапом роботи стало прийняття вищим керівництвом рішення про розробку та впровадження СУЯ в лабораторії, визначено стратегію, цілі, написано Політику з якості, створено робочу групу, проведено аналіз всіх видів діяльності лабораторії для визначення сфери поширення стандартів. МАГАТЕ рекомендує ядерно-криміналістичним лабораторіям впроваджувати СУЯ або на базі стандартів ISO 9000 або ISO 17025.

При розробці СУЯ для ЛЯК ЦЕПАЕ було докладно вивчено та використано обидва стандарти відповідно до сфери поширення їх. Стандарт ISO 9001 чітко описує СУЯ, що базується на структурі лабораторії, поєднує в собі встановлені основоположні поняття, принципи, процеси та ресурси, пов'язані з якістю для реалізації цілей. ISO 17025 висуває вимоги, що має виконати аналітична лабораторія для демонстрації технічної компетентності та здатності отримувати технічно обґрунтовані результати.

На основі зазначених стандартів та навчань у профільних організаціях було розроблено внутрішню навчальну презентацію для керівництва та співробітників лабораторії з метою залучення кожного співробітника (в межах повноважень) до створення дієвої СУЯ. Навчання персоналу сприяло кращому розумінню значимості виконання вимог щодо якості, залученню співробітників до свідомого виконання процедур якості та бажання покращувати якість своєї роботи, розуміти свої чітко визначені обов'язки, права і можливості. Лідерство вищого керівництва, безумовна підтримка на всіх етапах робіт стали основою успішного впровадження та функціонування СУЯ.

Особливості розробки СУЯ ЛЯК ЦЕП АЕ пов'язані з обов'язковим врахуванням а рамках однієї

системи вимог до аналітичної лабораторії, замовників ЯКЕ та широкого кола зацікавлених сторін, забезпечення радіаційної безпеки співробітників, навколишнього середовища.

Виходячи з того, що не всі системи, процеси та дії лабораторії можна наперед визначити та передбачити, створювана СУЯ мала бути гнучкою, легко пристосовуватись до змін зовнішнього та внутрішнього середовища діяльності ЛЯК, не бути надто складною, і точно відображати потреби лабораторії. Оскільки СУЯ це динамічна система, яка еволюціонує в часі шляхом поліпшення першочерговим завданням стала розробка абстрактної концептуальної моделі, в яку включено лише релевантні компоненти відносно цілей ЛЯК. Така проста модель в подальшому ускладнювалась відповідно до внутрішніх потреб ЛЯК та зовнішніх вимог.

Роботи з розробки та впровадження СУЯ ЛЯК ЦЕП АЕ розпочаті у 2015 р. збіглися з процесом кардинальних змін у законодавчому полі менеджменту якості. За десятиліття широкого застосування стандартів ISO 9001 (190 країн світу) та ISO/IEC 17025 швидко змінювалось середовище, у якому перебуває організація. Поняття якості вийшло за межі задоволеності замовника і може впливати на репутацію організації. Більша освіченість і вимогливість суспільства робить зацікавлені сторони ще впливовішими. У вересні 2015 р. вийшла нова редакція (п'ята) стандарту ISO 9001:20015, що базується на поєднанні лідерства керівництва, контексту організації, процесного підходу, циклу PDCA (плануй, виконуй, перевіряй, коригуй) та оцінювання ризиків та можливостей. Очікуваною стала у 2017 р. нова редакція стандарту ISO/IEC 17025 (третя редакція), система управління якого базується на ISO 9001, та оперує відсутніми у ISO 9001 поняттями як акредитація лабораторії національними регулюючими органами та технічною компетентністю лабораторії. Виконання вимог стандарту ISO/IEC 17025 підтверджує відповідність стандарту ISO 9001, але не навпаки.

Створення СУЯ на базі вже діючої в лабораторії ядерної криміналістики системи управління потребувало виокремлення і конкретизації всіх процесів діяльності лабораторії, встановлення їхньої взаємодії, визначення відповідальних за кожен процес, розробки нових процесів, необхідних для проведення ЯКЕ відповідно до міжнародних стандартів, а також всіх процесів пов'язаних з функціонуванням самої СУЯ (управління діяльністю керівництвом, моніторинг, аналіз, аудити, покращення), обрання основних принципів формування процесної моделі та визначення відповідальних за кожен процес.

На виконання вимог ДСТУ ISO/IEC 17025:2006 в лабораторії розроблено і впроваджено Політику, Цілі, Положення про ЛЯК ЦЕП АЕ ІЯД НАН України, організаційну структуру, Настанову з системи управління якістю з повним комплектом процедур та форм якості. Настанова базується на 8-ми основних принципах менеджменту, її структурною основою є модель ISO 9001 з необхідними технічними вимогами ISO 17025. Вся діяльність ЛЯК була розподілена на взаємопов'язані процеси (основні, допоміжні, забезпечуючі) і подальші розробки документації системи велись на базі конкретних процесів. Запорукою покращення СУЯ стало застосування принципу Демінга (Plan-Do-Check-Act).

Впровадження процедур якості та форм якості повністю забезпечило проведення ядерно-криміналістичної експертизи у ЛЯК ЦЕП АЕ відповідно до вимог стандарту ДСТУ ISO/IEC 17025:2006 та НААУ.

Введення в дію Україною у кінці 2017 р. нової редакції стандарту ДСТУ ISO/IEC 17025:2017 вимагає адаптації діючої Системи управління якістю ЛЯК ЦЕП АЕ до нових вимог та (за процедурою НААУ) проходження в процесі чергового аудиту НААУ акредитації за новою редакцією стандарту.

На вимогу нової редакції ДСТУ у лабораторії додатково розроблено Процедуру якості «Управління ризиками» та 6 Форм якості до неї: «Перелік можливих ризиків»; «Класифікатор ризиків»; «Експертна матриця»; «Реєстр ризиків» «Моніторинг та перегляд ризиків».

Запровадження СУЯ дало змогу ЛЯК ЦЕП АЕ істотно покращити якість проведення ЯКЕ, розширити методологічний аспект досліджень, забезпечити її конкурентоспроможність на міжнародному рівні.

ВИЗНАЧЕННЯ ВПЛИВУ ОПРОМІНЮВАННЯ НА СИНТЕЗ КАРОТИНОЇДНИХ ПІГМЕНТІВ У МІКРОМІЦЕТІВ *ASPERGILLUS VERSICOLOR*

Т. І. Тугай^{1,2}, А. В. Тугай^{1,2}, В. О. Желтоножський³,
М. В. Желтоножська³, Л. В. Садовніков³, Н. М. Сергійчук², О. Б. Поліщук⁴

¹ Відкритий міжнародний університет розвитку людини «Україна», Київ, Україна

² Інститут мікробіології і вірусології ім. Д. К. Заболотного НАН України, Київ, Україна

³ Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

⁴ Національний технічний університет «КПІ», Київ, Україна

Постійно ведеться пошук продуцентів біологічно активних речовин, які можна використовувати як імуностимулятори, адаптогени, антиканцерогени, з'єднання, як речовини, що підтримують стан гомеостазу, регулятори біоритмів, серцевої діяльності, надають гіполіпідемічний, антисклеротичний, тромболітичний, гіпотензивний і антибіотичний ефект. Усі перераховані властивості притаманні каротиноїдам. В організмі людини і тварин каротиноїди не синтезуються *de novo*, а надходять з рослинною їжею. Раніше в дослідженнях біологічної ролі каротиноїдів в організмі людини і тварин домінувала «провітамінна концепція», згідно з якою ці пігменти розглядалися як попередники вітаміну А, а в теперішній час вивчення каротиноїдів дозволило сформулювати концепцію про широкий спектр їхніх біологічних невітамінних функцій в організмі людини і тварин [3]. Унаслідок цього ці пігменти широко використовуються в різних галузях народного господарства, і останнім часом ведеться активний пошук нових продуцентів каротиноїдів.

Ряд робіт, проведених на клітинах грибів, виявили зв'язок синтезу каротиноїдів із захистом організму від фотодинамічної дії АФК, що утворюються при світлі в присутності кисню. Каротиноїди мають потужну антиоксидантну активність, яка проявляється у дезактивації високореакційних вільних радикалів кисню, пероксидів, гасіння ліпідних та супероксидних радикалів і зупиненні вільнорадикальних процесів. У попередніх дослідженнях встановлено, що одним з видів мікроміцетів, який постійно виявляли у внутрішніх приміщеннях об'єкта «Укриття» був *Aspergillus versicolor*, а певні штамми цього виду проявляли позитивний радіотропізм, тобто здатність до активації метаболічних процесів за дії великих доз опромінення [4]. Було висунуто припущення, що такі унікальні властивості цих грибів реалізуються в певній мірі завдяки особливостям функціонування їхньої антиоксидантної системи, зокрема, пігментів каротиноїдного ряду, а додаткове опромінення може стати індуктором синтезу цих пігментів.

Метою роботи було провести порівняльне дослідження впливу опромінення на синтез каротиноїдних пігментів у штаму *A. versicolor* 99 з радіотропізмом та *A. versicolor* 432, який таких властивостей не мав.

Зрілі культури штамів *Aspergillus versicolor*, а саме *A. versicolor* 99 та *A. versicolor* 432, набувають яскравого оранжевого кольору. При роботі з цими штамми було помічено виділення пігменту у середовище культивування яскраво оранжевого кольору. Для визначення природи цих пігментів було проведено екстракцію та хроматографічний аналіз виділеної суміші пігменту. Оскільки гриби не володіють таким різноманіттям каротиноїдних пігментів, як, наприклад, прокаріоти, а їхніми головними каротиноїдами є β -, γ - та α -каротини, лікопін, нейроспороксантин, торулародин, торулін, кантаксантин, тому виділену суміш аналізували на наявність лікопіну та β -каротину, яким відводиться роль найсильніших природних антиоксидантів[1].

Визначення каротиноїдів проводили у обох штамів неопромінених штамів, та за умов опромінення.

У штамів, виділених з територій, різних за вмістом радіонуклідів, спостерігаються значні відмінності у кількісному вмісті каротиноїдів. У контрольного штаму *A. versicolor* 432 спостерігається над синтез β -каротину, тоді як у штаму 99 виділеного з території ЧАЕС, що проявляв позитивний радіотропізм, рівень даного пігменту досить низький. Проте рівень лікопіну, навпаки, у цього штаму достатньо високий, порівняно із залишковими кількостями у контрольного штаму.

Встановлено, що опромінення призводить до суттєвих змін у синтезі каротиноїдів у досліджуваних штамів. Якщо у штаму з позитивним радіотропізмом *A. versicolor* 99 після опромінення спостерігали збільшену кількість β -каротину приблизно у 3 рази, то для штаму *A. versicolor* 432 виявлено зменшення його синтезу у 4 рази (рис. 1).

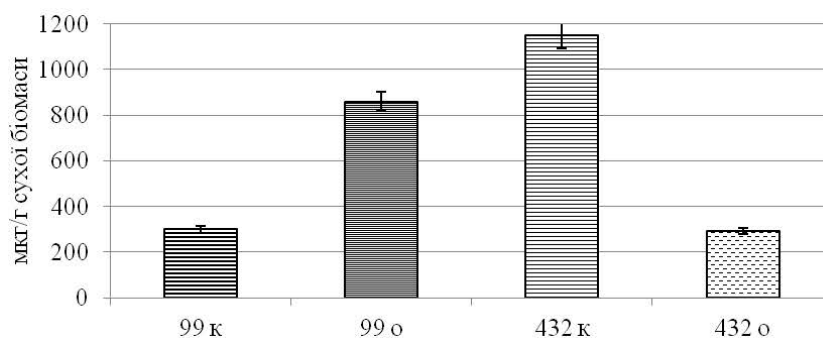


Рис. 1. Вплив опромінення на кількісний вміст β-каротину у штамів *A. versicolor*.

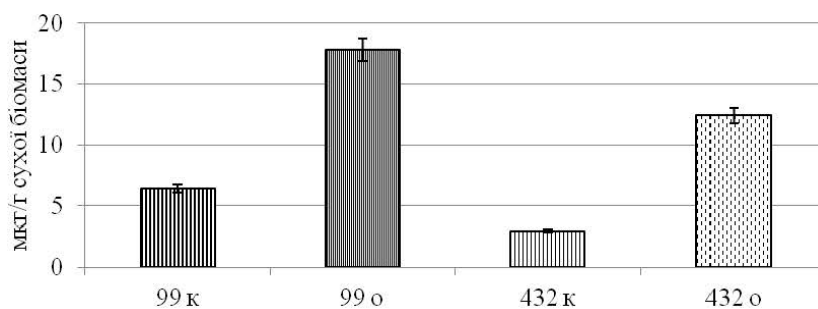


Рис. 2. Вплив опромінення на кількісний вміст лікопіну у штамів *A. versicolor*.

Наслідком впливу малих доз радіації є також підвищення вмісту лікопіну у обох штамів. Цікавим є те, що після дії іонізуючого випромінювання у штаму *A. versicolor* 432 збільшується синтез лікопіну, тоді як синтез β-каротину зменшується. Оскільки майже у всіх грибів лікопін утворюється в дуже невеликих кількостях як проміжний продукт, Оскільки як він є безпосереднім попередником β-каротину [1], то можливо іонізуюче випромінювання є стимулятором синтезу лікопіну у даного штаму.

Таким чином, виявлено відмінності у вмісті каротиноїдних пігментів у штамів *A. versicolor* з ознакою позитивного радіотропізму та контрольного. Встановлено, що іонізуюче опромінення є індуктором синтезу β-каротину та лікопіну для штаму з позитивним радіотропізмом і синтезу лікопіну у контрольному штамі *A. versicolor* 432.

1. Е.П. Феофилова. Каротиноиды грибов: биологические функции и практическое использование. Прикладная биохимия и микробиология 30(2) (1994) 181.
2. Е.П. Феофилова. Мицелиальные грибы как источники получения новых лекарственных препаратов с иммуномодулирующей, противоопухолевой и ранозаживляющей активностями. Иммунопатология, аллергология, инфектология 1 (2004) 27.
3. Т.И. Тугай и др. Проявление радиоадаптивных свойств у микроскопических грибов, длительное время находившихся на территориях с повышенным радиационным фоном после аварии на ЧАЭС. Радиационная биология. Радиоэкология 47(5) (2007) 543.
4. Н.Н. Жданова и др. Грибное поражение помещений объекта «Укрытие». Проблемы безопасности атомных электростанций та Чернобиля 3(1) (2005) 78.

ДЕТЕКТОРНА СИСТЕМА ДЛЯ ОПЕРАТИВНОГО КОНТРОЛЮ РАДІАЦІЙНОЇ БЕЗПЕКИ ПРОДУКТІВ ХАРЧУВАННЯ І БУДІВЕЛЬНИХ МАТЕРІАЛІВ

О. А. Безшийко¹, О. Ю. Бусь², Л. О. Голінка-Безшийко¹, О. В. Кисилевський¹,
В. Я. Левшенюк³, В. С. Орлов¹, П. В. Палінічак¹

¹ Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ, Україна

² Рівненська Мала академія наук учнівської молоді, Рівне, Україна

³ Національний університет водного господарства і природокористування, Рівне, Україна

Згідно з чинним законодавством України [1] захист людини від радіонуклідів, що містяться у будівельних матеріалах, забезпечується рядом заходів, у тому числі веденням виробничого контролю за вмістом радіонуклідів, що містяться у будівельних матеріалах. Підприємства та організації, що здійснюють виробництво, постачання будівельних матеріалів та сировини, а також підприємства, відходи яких використовуються для виготовлення будівельних матеріалів або як будівельні матеріали повинні забезпечити радіаційний контроль згідно з розділом 8 «Норм радіаційної безпеки України» (НРБУ-97) [2], та п.п. 19.2, 19.4 «Основних санітарних правил забезпечення радіаційної безпеки України» [3], затверджених наказом МОЗ України від 02.02.2005 р. № 54 та ряду ДБН України. Згідно з [1] «До повноважень місцевих органів виконавчої влади щодо забезпечення захисту людини від впливу іонізуючого випромінювання належить: ... організація контролю за виконанням заходів щодо захисту людини від впливу радіонуклідів, що містяться у будівельних матеріалах;». У розділі 15 [1] вказано, що «Захист людини від впливу радіонуклідів, що містяться у будівельних матеріалах, забезпечується такими заходами: ... веденням виробничого контролю за вмістом радіонуклідів, що містяться у будівельних матеріалах ... заборонаю застосування будівельних матеріалів і виробів з них, що не відповідають вимогам захисту людини від впливу іонізуючого випромінювання».

Також необхідний постійний контроль на вміст радіонуклідів в продуктах харчування [4], особливо тих, які збираються в лісових масивах (лісові ягоди, гриби тощо) з потенційною можливістю захоплення зон ураження від Чорнобильської аварії.

Розроблено достатньо багато різних детектуючих систем для вимірювання такої радіоактивності, але більшість з них мають стаціонарне призначення, великогабаритні і не пристосовані до ефективних вимірювань в мобільних умовах, в місцях виготовлення, зберігання та перевезення будівельних матеріалів, в точках попереднього збору лісових ягід та грибів для оперативного відділення сильно забруднених радіоактивними ізотопами партій від основної маси прийнятної продукції.

У роботі розглянуто роботу студентів спеціалізації «Експериментальна ядерна фізика» разом з учнівською молоддю з Рівненської МАН і активною допомогою досвідчених авторів (які вже мають досвід виконання схожих задач [5, 6]) із розробки та побудови мобільного детектора для вимірювання вмісту радіонуклідів в будівельних матеріалах і продуктах харчування. Також розглянуто можливість (проведено моделювання) використання сучасних детекторів великої площі з фізики високих енергій (детектори на основі спеціальної конфігурації системи з рідким сцинтилятором і SiPM фотодетекторами. а також на основі RPC – resistive plate chambers) для вирішення задачі швидкого вимірювання зразків великого об'єму.



Загальний вигляд портативного детектора зі спектрометричними можливостями [6].

Мобільний детектор забруднення зразків виконано на сцинтиляційному детекторі із кристалами великого об'єму, перевіряються в роботі як кристали NaI(Tl) так і кристали CsI(Tl), які мають трохи гіршу роздільну здатність, але більш стійкі до зовнішніх умов і потенційно більш простіші для виготовлення. Загальна схема по структурі і зовнішньому вигляду схожа на детекторну систему [5] (рисунок). На відміну від неї використовується термічне калібрування, враховуючи сильну температурну залежність сцинтиляційних кристалів, які використовуються в детекторі, аналізатор імпульсів має на порядок більшу швидкість і відповідно дає змогу проводити оцифровування сигналів та проводити числовий аналіз форми сигналу і накопичувати спектр прямо на платі приладу, а зобра-

ження спектрів і обраховані величини радіоактивності зразків (мікроконтролерна обчислювальна потужність більш ніж достатня для цих задач) виводяться на екрані мобільного детектора чи назовні – на планшет, комп'ютер чи смартфон оператора. Блок високої напруги, аналізатор імпульсів, контроль заряду батареї, регульований підсилювач і формувач сигналу виготовлені авторами, що дає змогу суттєво спростити і здешевити прилад.

Також з використанням коду GEANT4 для симуляції проходження іонізуючого випромінювання через речовину промодельовано детекторну систему розмірами $50 \times 50 \times 8$ см з рідкого сцинтилятора з використанням трубок перевисвічування та збиранням з них світла з використанням кремнієвих фотопомножувачів SiPM. Для врахування космічного фону мюонів пропонується використання одної чи двох спеціально виготовлених систем на основі RPC.

Проводяться порівняння такої системи із простою однокристальною сцинтиляційною системою детектування. Планується перевірити роботу систем для вимірювання зібраних лісових чорниць, розміщених в європіддонах. Для перевірки роботи однокристальної моделі використовується спеціальний бак з наповненням будівельним матеріалом (щебнем, як найбільш зручним матеріалом для перевірки спектральних можливостей детектора). Для максимальної ефективності вимірювань використовується перевернута геометрія посудини Марінеллі – детектор знаходиться в середині вимірюваного зразка. Розглядаються також різні підходи для забезпечення в масивах щебню структур типу перевернутої геометрії посудини Марінеллі.

1. Закон «Про захист людини від впливу іонізуючого випромінювання» від 14 січня 1998 року №15/98-ВР, ст. 9 та 15,
2. «Норми радіаційної безпеки України» (НРБУ-97).
3. «Основні санітарні правила забезпечення радіаційної безпеки України».
4. Державні гігієнічні нормативи «Допустимі рівні вмісту радіонуклідів ^{137}Cs та ^{90}Sr у продуктах харчування та питній воді», 2008
5. О.А. Бешейко та ін. Исследование возможности гамма-спектрометрии углей в полевых условиях. Ядерна фізика та енергетика 10(1) (2009) 92.
6. О.А. Бешейко та ін. Портативный сцинтиляционный гамма-спектрометр для измерения радиоактивности объемных сред в полевых условиях. Ядерна фізика та енергетика 12(4) (2011) 400.

РЕКОНСТРУКЦІЯ ПОГЛИНЕНОЇ ДОЗИ ВИПРОМІНЮВАННЯ ГЕЛОФІТІВ У ВОДОЙМАХ ЗОНИ ВІДЧУЖЕННЯ ЧАЕС

В. В. Беляєв, О. М. Волкова, Д. І. Гудков, С. П. Пришляк

Інститут гідробіології НАН України, Київ, Україна

Унаслідок прямого і непрямого впливу іонізуючих випромінювань у живих організмів можуть формуватися детерміновані і стохастичні радіобіологічні ефекти. На теперішній час величини дози опромінення вищих водних рослин у водоймах ближньої зони аварії на Чорнобильській АЕС (ЧАЕС) значно менші за дози, які індукують аналогічні порушення в експериментальних умовах [1, 2]. Можливим поясненням невідповідності прояву ефектів, які спостерігаються у макрофітів у водоймах зони відчуження, і сучасними значеннями поглиненої дози можуть визначатися недостатньою вивченістю впливу малих доз протягом тривалого (понад 30 років) періоду часу, а також високими дозами опромінення, яким піддалися рослини в перші післяаварійні роки.

У водоймах Полісся повітряно-водні рослини (гелофіти) розмножуються переважно вегетативно – столонами і кореневищами. Таким чином, передбачається, що сучасні ценопопуляції в озерних екосистемах зони відчуження є тривалоіснуючими і умовно генетично однорідними, що, з одного боку, визначає сучасний рівень цитогенетичних пошкоджень, які накопичуються в поколіннях клітин при хронічному радіаційному впливі, а з іншого – актуалізує необхідність врахування дозових навантажень на рослини, що формуються протягом усього післяаварійного періоду. Тому метою роботи було реконструювання динаміки поглиненої дози для гелофітів у водоймах ближньої зони аварії на ЧАЕС.

У якості полігонних були обрані найбільш забруднені в результаті чорнобильського викиду водойми – оз. Глибоке та Далеке, розташовані в межах одамбованої ділянки лівобережної заплави р. Прип'ять.

Прийняли, що спектр випадінь радіонуклідів на дзеркало водойм відповідав спектру палива на момент аварії, оскільки спектри забруднення ґрунтів у ближній зоні аварії на ЧАЕС і ядерного палива 4-го блока збігалися [3]. Обмежилися оцінкою дози від радіонуклідів з періодом напіврозпаду більше 2 діб, а щільність випадінь на дзеркало водних об'єктів реконструювали на основі даних про вміст ^{90}Sr і ^{137}Cs в донних відкладах оз. Глибоке та Далеке [4].

Прийняли, що 28 квітня 1986 р. на дзеркало водойм випало 90 % від активності радіонуклідів, а 10 % випали 1 травня 1986 р. (для короткоживучих радіонуклідів проводили перерахунок).

Для відновлення динаміки радіоактивного забруднення водних мас і донних відкладів була використана раніше розроблена модель [5, 6].

Розвиток надземної біомаси та співвідношення між масою надземних і підземних органів рослин визначали на основі багаторічних спостережень. Прийняли, що у пік вегетації на надземні органи припадає близько 50 % від загальної біомаси, на кореневища і ґрунтові корені – 36 і 14 % відповідно. На підставі експериментальних досліджень прийняли, що діаметр ґрунтових коренів становить 2 мм, кореневищ – 2 см, надземних органів – 1 см. Необхідність введення зазначених параметрів пов'язана з різними умовами опромінення надземних і підземних органів рослин.

Для моделювання динаміки радіоактивного забруднення рослин використовували модель [6], в якій надземні органи представлені двома камерами, пов'язаними тільки рівнянням балансу. Параметри обміну ^{90}Sr , ^{95}Zr , ^{103}Ru , ^{106}Ru , ^{137}Cs , ^{141}Ce , ^{144}Ce у рослин з навколишнім середовищем визначені раніше на підставі спостережень за їхнім накопиченням і виведенням рослинами [6, 7]. Прийняли, що величини питомої активності радіонуклідів цезію, стронцію, церію і рутенію в надземних органах і кореневищах однакові, в коренях – у 10 разів вищі.

Потужність дози опромінення рослин визначали з урахуванням лінійних показників органів. Зовнішнє опромінення розраховували окремо для надводної та підводної частин надземних органів, коренів і кореневищ, а дозове навантаження на весь організм – з урахуванням відносної біомаси відзначених вище частин рослин. При розрахунку поглиненої дози враховували, що після щорічного відмирання накопичена за вегетаційний сезон надземними органами доза обнуляється, а для підземних органів враховували відновлення фітомаси. Також враховували поглинання (ослаблення) іонізуючого випромінювання донними відкладами та водними масами.

У 1986 р. випадіння аерозолів на поверхню вегетуючих органів і висока концентрація радіоактивних елементів у водних масах водойм зумовили активне накопичення радіонуклідів гелофітами. У цей період інкорпоровані радіонукліди формували більше 95 % поглиненої дози. У перші місяці після аварії зовнішнє опромінення рослин, в основному, формували радіонукліди, що містяться у водних масах, а з осені 1986 р. – депоновані в донних відкладах.

Потужності дози опромінення рослин, сформовані ^{90}Sr , ^{106}Ru , $^{134+137}\text{Cs}$ і ^{144}Ce , досягали квазістаціонарних величин приблизно через 50 діб після аварії і практично не змінювалися до кінця вегетаційного сезону. Максимальні величини потужності опромінення від ^{89}Sr , ^{91}Y , ^{95}Zr , ^{103}Ru , ^{141}Ce спостерігалися через 30 - 50 діб з подальшим зменшенням до кінця вегетаційного сезону в 2 - 3 рази, а від короткоживучих ^{131}I , $^{140}\text{Ba} + ^{140}\text{La}$, ^{239}Np – досягали максимуму через 5 - 15 діб після аварії.

У вегетаційний сезон 1986 р. величина потужності поглиненої дози для рослин оз. Глибоке досягала 690 мГр/доба, а внесок радіонуклідів церію у величину сумарної потужності становив від 50 % на початку сезону до 90 % наприкінці. Величина потужності дози опромінення коренів рослин була відповідно в 2,4 і 1,6 раза вища, ніж надземних органів і кореневищ.

Розрахунки показали, що за вегетаційний сезон 1986 р. сумарна поглинена доза для повітряно-водних рослин оз. Глибоке становила близько 78 Гр, оз. Далекє – 39 Гр (таблиця). При цьому майже 80% сумарної дози рослин було сформовано випромінюванням радіонуклідів церію, а внесок довгоживучих радіонуклідів ^{90}Sr і $^{134+137}\text{Cs}$ становив менше 2,5 %.

Оцінка поглиненої дози іонізуючого випромінювання геофітів у вегетаційний сезон 1986 р., Гр

| Радіонукліди | Оз. Глибоке | Оз. Далекє | Радіонукліди | Оз. Глибоке | Оз. Далекє |
|-----------------------------------|-------------|------------|-------------------------------------|-------------|------------|
| ^{89}Sr | 1,10 | 0,56 | ^{131}I | 0,033 | 0,017 |
| ^{90}Sr | 0,84 | 0,43 | ^{134}Cs | 0,21 | 0,11 |
| ^{91}Y | 1,09 | 0,55 | ^{137}Cs | 0,61 | 0,31 |
| $^{95}\text{Zr} + ^{95}\text{Nb}$ | 2,72 | 1,38 | $^{140}\text{Ba} + ^{140}\text{La}$ | 0,70 | 0,36 |
| ^{99}Mo | 0,00016 | 7,93e-5 | ^{141}Ce | 9,00 | 4,57 |
| ^{132}Te | 0,000121 | 6,16e-5 | ^{144}Ce | 52,2 | 26,53 |
| ^{103}Ru | 1,72 | 0,87 | ^{239}Np | 0,145 | 0,074 |
| ^{106}Ru | 6,97 | 3,54 | Σ | ~78 | ~39 |

З осені 1986 р. до початку 1989 р. зниження дозових навантажень гелофітів було обумовлено радіоактивним розпадом ^{144}Ce . Починаючи з 1989 р. опромінення рослин формується ^{90}Sr і ^{137}Cs . До 1995 р. величина дози опромінення рослин в оз. Глибоке зменшилася до 15 - 155 мГр/рік, а в оз. Далекє – до 7 - 15 мГр/рік. У період 2016 - 2019 рр. в оз. Глибоке усереднена поглинена доза рослин становила близько 7,5 мГр/рік, а в оз. Далекє – 5,6 мГр/рік. Однак при визначенні дозових навантажень необхідно враховувати, що в оз. Глибоке спостерігається аномально високе забруднення північної та північно-західної ділянок берегової лінії, де зовнішнє опромінення формує поглинену дозу для гелофітів на рівні 0,5 - 1,0 Гр/рік.

1. N.L. Shevtsova et al. Effect of rest period on germination of the common reed seeds from the water bodies of the Chernobyl exclusion zone. *Hydrobiological Journal* 50(5) (2014) 78.
2. D.I. Gudkov et al. Radiation-induced cytogenetic and hematologic effects on aquatic biota within the Chernobyl exclusion zone. *J. Environ. Radioactivity* 151(2) (2016) 438.
3. Ю.А. Израэль и др. Чернобыль: Радиоактивное загрязнение природных сред (Ленинград, Гидрометеиздат, 1990) 296 с.
4. Радиогеоэкология водных объектов зоны влияния аварии на ЧАЭС. Под ред. О.В. Войцеховича Т. 1 (К.: Чернобыльинтеринформ, 1997) 308 с.
5. В.В. Беляев, Е.Н. Волкова. Моделирование процессов самоочищения водных масс от радиоактивных веществ. *Ядерная энергетика та довкілля* 1(3) (2014) 34.
6. В.В. Беляев, О.М. Волкова, С.П. Пришляк. Моделювання динаміки формування радіоактивності водних рослин. *Ядерная энергетика та довкілля* 1(5) (2015) 44.
7. О.М. Волкова. Техногенні радіонукліди у гідробіонтах водойм різного типу. Автореф. дис. ... д-ра біол. наук (К., 2008) 34 с.

РАДІОЕКОЛОГІЧНІ ДОСЛІДЖЕННЯ ОСУШЕНОГО ДНА ВОДОЙМИ-ОХОЛОДЖУВАЧА ЧАЕС

**О. О. Бурдо¹, А. І. Липська¹, Х. Ішініва², К. Нанба², Н. М. Рябченко¹,
Д. О. Вишневський³, В. А. Шитюк¹, В. І. Ніколаєв¹, К. Д. Корепанова³**

¹ Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

² Інститут Радіоактивності довкілля, Університет Фукусіма, Японія

³ Чорнобильський радіаційно-екологічний біосферний заповідник, Київ, Україна

Унаслідок аварії на ЧАЕС та надходження на її поверхню радіоактивних аерозолів, а також диспергованих частинок палива зі зруйнованого реактора та скиду 5000 м³ забруднених вод з головного контуру аварійного реактора й інших систем технічного забезпечення станції водойма-охолоджувач (ВО) була піддана надзвичайно високому забрудненню.

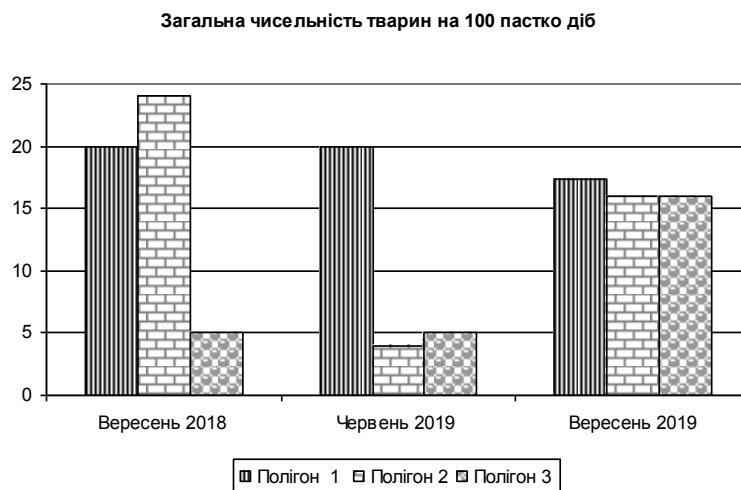
З 2014 р. відбувається виведення з експлуатації ВО ЧАЕС. Зниження рівня води призвело до оголення дна ВО і формування нового екотопу, на якому відбувається формування піонерних екосистем. Формування нових фітоценозів та життєвого простору для багатьох видів тварин з прилеглих територій є унікальним природним явищем. Тому здійснення радіологічного та радіобіологічного моніторингу є важливим та пріоритетним напрямком екологічної реабілітації радіаційно-забруднених осушених територій ВО ЧАЕС, оскільки дасть змогу вперше накопичити та проаналізувати емпіричні дані щодо впливу радіоекологічних умов на процеси формування нової наземної біоти.

Метою роботи було дослідити вплив радіоекологічних умов техногенної трансформації водойми-охолоджувача ЧАЕС на стан новоутворених природних популяцій біоіндикаторних видів дрібних ссавців.

У 2018 р. було відібрано 3 дослідні полігони: 1 – полігон, розташований на береговій лінії ВО ЧАЕС (до проведення гідротехнічних робіт). Його територія не зазнала змін внаслідок трансформації водоймища, має незмінні характеристики флористичних комплексів і може характеризуватись як стабільна екосистема; 2 – полігон знаходиться (51°22'20.60"N 30° 8'26.94"E) на осушеній ділянці гарячої частини ВО ЧАЕС, межує з північною частиною розподільчої дамби та місцем розташування покинутої гідробіологічної лабораторії; 3 - полігон розташований на дамбі першої черги ВО ЧАЕС (51°22'20.60"N 30° 8'26.94"E) та осушеній гарячій частині ложа ВО, оточений піщаним ландшафтом дна ВО.

Усього відпрацьовано 900 пасткодіб, виловлено 154 тварини 7 видів (*Myodes glareolus*, *Apodemus flavicollis*, *Apodemus agrarius*, *Microtus minitus*, *Sorex spp.*, *Apodemus uralensis*, *Mustela nivalis*).

Проведено дослідження загальної чисельності мишоподібних гризунів на дослідних полігонах (рисунок). Як добре видно на рисунку, на першому полігоні чисельність найбільш стабільна, тоді як на другому та третьому полігонах відбуваються коливання чисельності.



Сезонна динаміка чисельності мишоподібних гризунів в 2018 - 2019 рр.

На полігоні 2 зниження чисельності влітку 2019 р. можна пояснити зміною навколишніх умов, низьким рівнем кормової бази та невеликою кількістю перезимуваних тварин. Полігон 3 розташований далеко від берегової смуги і на 2018 р. рослинний покрив був частково сформований травами і деревами 1 – 2-річного віку, що свідчило про бідну харчову базу для мишоподібних гризунів. У 2019 р. – відзначено швидкий ріст рослинного покриву, що до закінчення вегетативного року рослин дало змогу сформувати потужну кормову базу і призвело до росту загальної чисельності мишоподібних гризунів восени 2019 р.

Для більш детальної характеристики природних популяцій з дослідних полігонів були розраховані індекси видового різноманіття (Шеннона) та видового багатства (Маргалєфа). Результати розрахунків представлено в таблицях 1 та 2.

Таблиця 1. Індекс видового різноманіття Шеннона

| | Вересень 2018 | Червень 2019 | Вересень 2019 |
|-----------|---------------|--------------|---------------|
| Полігон 1 | 0,29 | 0,28 | 1,51 |
| Полігон 2 | 1,81 | 1,50 | 1,88 |
| Полігон 3 | 0,97 | 0,72 | 1,33 |

Таблиця 2. Індекс видового багатства Маргалєфа

| | Вересень 2018 | Червень 2019 | Вересень 2019 |
|-----------|---------------|--------------|---------------|
| Полігон 1 | 0,33 | 0,33 | 0,92 |
| Полігон 2 | 0,80 | 1,39 | 1,26 |
| Полігон 3 | 0,62 | 0,62 | 0,92 |

Індекс Шеннона характеризує щільність видів на дослідному полігоні. Реєстрували збільшення цього показника на усіх полігонах протягом дослідного періоду. Слід відзначити, що найвищі значення індексу 1,88 реєстрували на полігоні 2. Також відзначали зростання видового багатства згідно з індексом Маргалєфа. Найвищий рівень показників на всіх полігонах зареєстровано у 2019 р.

Отже, за результатами роботи встановлено значні коливання загальної чисельності тварин на полігонах 2 та 3, та значний ріст екологічних індексів видового різноманіття та багатства, що свідчить про швидкий розвиток новосформованих екосистем, значний ріст кормової бази та видового різноманіття на дослідних полігонах.

ДИНАМІКА ПИТОМОЇ АКТИВНОСТІ ^{137}Cs У ПЛОДОВИХ ТІЛАХ *SUILLUS LUTEUS*: НЕЛОКАЛЬНА МОДЕЛЬ

О. С. Бурдо¹, Н. Є. Зарубіна¹, О. В. Шатрова²

¹ Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

² ДП «Укрметртестстандарт», Київ, Україна

Подається нелокальна модель поведінки питомої активності ^{137}Cs у плодкових тілах маслока звичайного (*Suillus luteus* (L.: Fr.) S.F.Gray). У чому міститься нелокальність моделі, тобто її відмінність від локальної моделі? В рамках локальної моделі розглядалися спадні частини залежностей питомої активності ^{137}Cs від часу. Вони наближались залежностями вигляду

$$A(t) = A_0 2^{-t/\tau - \gamma t} = A_0 \exp\left[-\ln 2\left(\frac{t}{\tau} + \gamma t\right)\right], \quad (1)$$

де A_0 – питома активність у деякий умовно нульовий момент часу, t – час, роки, τ – період напіврозпаду ^{137}Cs (30.2 року), γ – декремент, або темп спадання, який описує спадання питомої активності з тих причин, що не пов'язані з напіврозпадом (якби при γ стояв знак плюс, то він би описував зростання питомої активності й мав би назву інкремент, або темп зростання).

Параметри прямої-наближення (такий вигляд має експонента (1) у логарифмічному масштабі) визначались по експериментальним даним методом найменших квадратів, що показано на рис. 1.

Декременти γ були знайдені для кожного з полігонів. Ми вирішили співвіднести отримані декременти с питомою активністю плодкових тіл, наприклад, в 2004 р. Ми неявно припускали, що при інших однакових умовах питома активність будуть тим більше, чим більш забруднений полігон. Результати такого підходу наведені на рис. 2.

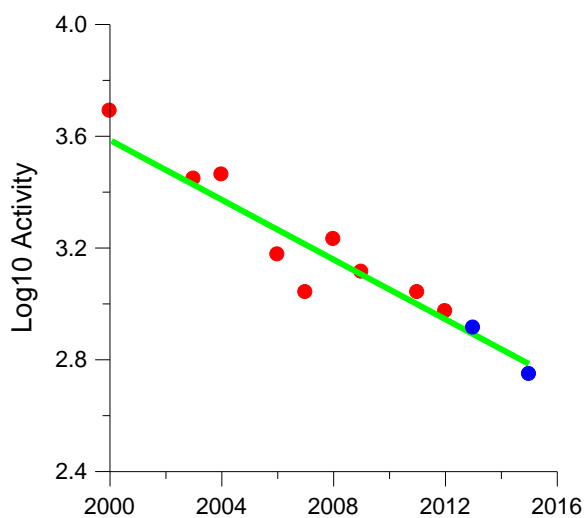


Рис. 1. Полігон Дитятки. Залежність питомої активності плодкових тіл *Suillus luteus* від часу. По осі абсцис – час, роки, по осі ординат – логарифм питомої активності, (довільні одиниці). Червоні точки – експериментальні дані за 2000 - 2012 рр, по яких побудована зелена лінія, зелена лінія – наближення (1), сині крапки – експериментальні дані за 2013 и 2015 рр. Сині крапки цілком задовільно лягають на пряму-наближення.

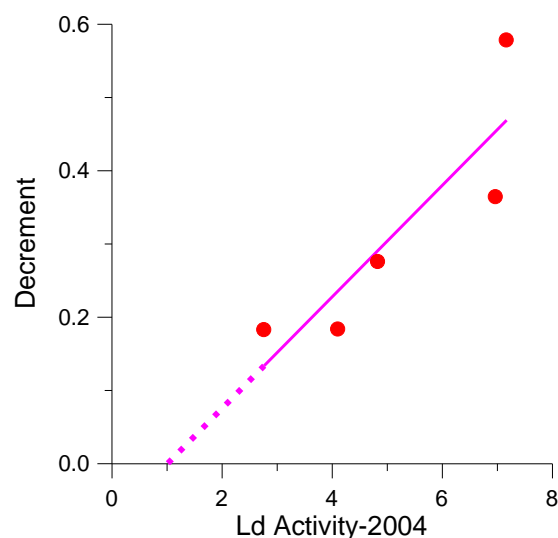


Рис. 2. По осі абсцис – логарифм питомої активності у 2004 р. для плодкових тіл з різних полігонів (довільні одиниці), по осі ординат – декремент γ , червоні точки – значення декременту, фіолетова пряма – наближення методом найменших квадратів. Рівняння прямої-наближення $\gamma(A) = \kappa \ln(A) - \rho$.

Чому ж виникла необхідність вдаватися до наступного наближення? Побудуємо залежності (1) для всіх полігонів для більш віддалених часів (рис. 3). Видно, що найбрудніший полігон Янів раніше за усіх забезпечує характерну питому активність в 1 Бк/кг і випереджає не тільки помірно забрудненій Лелів, але й відносно чисті Дитятки та Стайки.

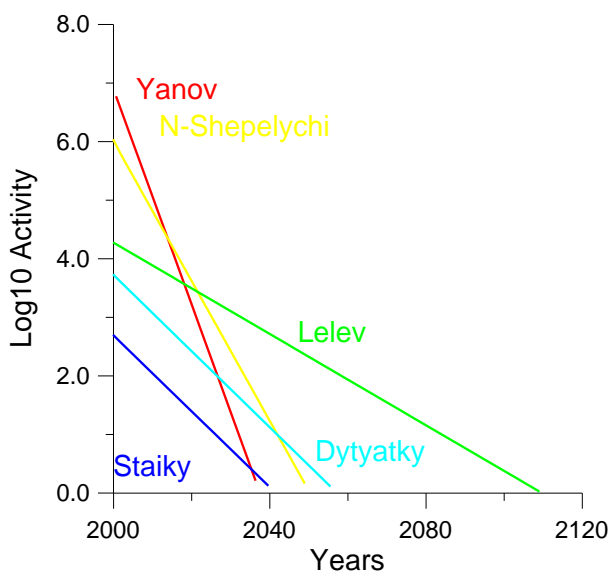


Рис. 3. Залежності логарифма питомої активності від часу, отримані в рамках локальної моделі (1). Виявляємо парадоксальний результат – років через двадцять найчистіші гриби очікуються на самих забруднених полігонах.

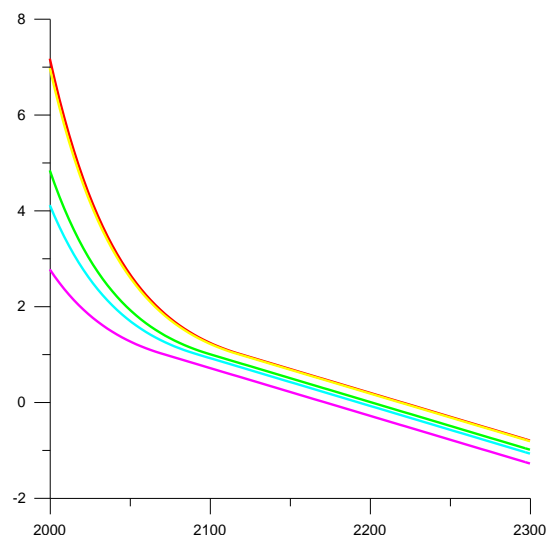


Рис. 4. Залежності логарифма питомої активності від часу, отримані в рамках нелокальної моделі (3). По осі абсцис – роки, по осі ординат – логарифми питомої активності (довільні одиниці). Червона, жовта, зелена, блакитна та фіолетова лінії відповідають прогнозам для полігонів Янів, Ново-Шепеличі, Лелів, Дитятки та Стайки.

Інтуїтивно зрозуміло, що чим менша забрудненість полігона у тому ж 2004 р., тим швидше (за інших однакових умов) питома активність, яка нас цікавить, впаде до заданої величини.

Як же розв'язати таке протиріччя. Локально, тобто у короткотерміновій перспективі, припущення про сталість декременту дає змогу отримати цілком задовільні прогнози, але на довгих часових інтервалах припущення про сталість декрементів з очевидністю безпідставне.

Відкинемо старе припущення про сталість декрементів й зробимо припущення, що декременти не є сталими для кожного полігона, а деяким універсальним чином залежать від рівня забрудненості полігона у даний момент.

Звернімо увагу на рис. 2 і скористаймося лінійною залежністю декременту від логарифма питомої активності.

Залежність (1) для питомої активності є розв'язком диференційного рівняння

$$\frac{\dot{A}(t)}{A(t)} = -\ln 2 \left(\frac{1}{\tau} + \gamma \right). \quad (2)$$

Рівняння наступного наближення матиме вигляд

$$\frac{\dot{A}(t)}{A(t)} = -\ln 2 \left[\frac{1}{\tau} + \gamma(A(t)) \right] = -\ln 2 \left[\frac{1}{\tau} + \kappa \ln A(t) + \rho \right], \quad (3)$$

(залежність $\gamma(A)$ наведена на рис. 2).

Розв'язуючи рівняння (3) для кожного полігона, отримуємо рис. 4.

Отримані розв'язки відзначаються властивістю монотонності у тому розумінні, що найбрудніший полігон так і залишиться найбруднішим, а найчистіший – найчистішим. До значення у 10 Бк/кг, при якому $\gamma(A)$ обертається у нуль, розв'язки являють собою спадні криві, а нижче цього значення – спадні прямі, оскільки там декремент нульовий і залишається лише радіоактивний розпад, не обтяжений ніякими ефектами біологічного походження. – це і є результат застосування нелокальної моделі. Результат менш оптимістичний, ніж у локальній моделі, зате позбавлений очевидних неузгодженостей.

ДОСЛІДЖЕННЯ РАДІАЦІЙНОЇ СТІЙКОСТІ АДСОРБЕНТІВ NaX І TiO₂

Г. Васильсва¹, І. Миронюк², В. Тришин³, М. Стрільчук³, Г. Довбешко⁴, В. Неймаш⁴

¹ Ужгородський національний університет, Ужгород, Україна

² Прикарпатський національний університет ім. В. Стефаника, Івано-Франківськ, Україна

³ Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

⁴ Інститут фізики НАН України, Київ, Україна

При роботі над науковим завданням визначення віку стронцій-ітрієвого β^- джерела існує ряд труднощів, успішне подолання яких означає успішне вирішення даної наукової проблеми. Труднощі можна розділити на два основні напрямки: 1) переведення ДІВ у розчинений стан із збереженням початкового співвідношення ізотопів; 2) розділення ізотопів стронцію, ітрію і цирконію з максимально можливою точністю. Обидва етапи даної роботи пов'язані із використанням адсорбентів. Перший етап пов'язаний із використанням адсорбентів, як носіїв, для ^{90}Sr . Другий етап пов'язаний з використанням адсорбентів для розділення ізотопів з масою 90: $^{90}\text{Sr}^{90}\text{Y}$ - ^{90}Zr .

Синтетичний цеоліт NaX, є основою активної частини деяких стронцій-ітрієвих джерел, типу БИС. Фактично, це перший матеріал із адсорбційними властивостями, який є предметом досліджень у ядерній криміналістиці. Цеоліт NaX відноситься до фожазитів (faujasite) [1]. Комерційний синтетичний цеоліт NaX, синтезують за технічними умовами ТУ 38.10281-88. Основною сировиною, як правило, є каолін. NaX (X-означає, що співвідношення Si/Al у цеоліті рівне 1-1,4).

Недоліком даного адсорбенту, за нашими експериментальними даними, та результатами, описаними в літературі [1], є низька хімічна стійкість у кислому середовищі. При зменшенні кислотності розчину до 4, із цеоліту починають вимиватись такі компоненти структури, як Mg^{2+} та Na^+ . Тому, виникло припущення, що цеоліт NaX після насичення ^{90}Sr стабілізують нагріванням до температур вище 1000 °С. Літературних даних про це немає, але велика кількість наукових звітів за 1970 - 1990 рр. свідчить про активні дослідження, які проводилися у цьому напрямку. Основною характеристикою, яка зумовила використання саме цеоліту NaX, як носія для ^{90}Sr стала його радіаційна стійкість. Радіаційна стійкість – це характеристика, яка тісно пов'язана із термічною стійкістю. В основному вона полягає у незмінності структури і хімічних властивостей матеріалу при високих дозах радіоактивності. Високу радіаційну стійкість NaX підтверджує його висока термічна стабільність. Лише при нагріванні до температур вище 800 °С і тривалості не менше 6 год у його структурі починаються зміни.

Стосовно другого напрямку досліджень, слід зазначити, що адсорбенти, які можуть бути використані для розділення ізотопів із масою 90 повинні володіти, хімічною і радіаційною стійкістю. Адже розділення ізотопів при виробництві радіофармпрепаратів, або у радіохімії проводять, переважно, в кислому середовищі.

Надзвичайно висока хімічна і термічна стабільність характерна для адсорбентів на основі TiO₂ [2].

У даній роботі, нами було досліджено радіаційну стійкість адсорбентів на основі діоксиду титану. У стронцій-ітрієвому джерелі ^{90}Sr з ($T_{1/2} = 28$ років) та його дочірній радіонуклід ^{90}Y ($T_{1/2} = 64$ год) – інтенсивні β^- -випромінювачі. Максимальна енергія β^- часток, які випромінює стронцій рівна 0,6 МеВ. Максимальна енергія β^- частинок ітрію значно вища – 2,2 МеВ. Середня енергія β^- частинок близько 1 МеВ. Після 5 періодів напіврозпаду ^{90}Y , між материнським ^{90}Sr і дочірнім ^{90}Y настає динамічна рівновага. І якщо материнський стронцій у цей момент знаходиться у матриці адсорбенту, то на адсорбент будуть впливати β^- частинки як стронцію, так і дочірнього ітрію. Щоб змоделювати таку ситуацію, було використано прискорювач β^- частинок. Радіаційну стійкість зразків TiO₂ досліджували на резонансному лінійному прискорювачі β^- частинок «Аргус» Інституту фізики НАН України. Середня енергія електронів, генерованих в імпульсному режимі, становила 1 МеВ. Мінімальна доза опромінення досліджених зразків була 5 кЗв а максимальна 50 МЗв. Через 3 год після опромінення було проведено адсорбцію іонів стронцію опроміненими зразками. Оскільки, використовували стабільні ізотопи стронцію, то початкову і залишкову концентрацію даного елемента визначали хімічними методами за стандартною методикою, описаною, наприклад у роботі [2]. Також було проведено дослідження адсорбції Sr^{2+} неопроміненим зразком, як контрольний експеримент. Величина адсорбції

Sr^{2+} при опроміненні TiO_2 дозами 5 - 50 МЗв не змінилась і становила $51,39 \pm 3,9$ мг/г (за умов експерименту L:S = 100; pH = 6,5 – 7; початкова концентрація $\text{Sr}^{2+} = 0,01$ М). Коефіцієнт розподілу теж залишився незмінний $1,2 \cdot 10^4$ мл/г. Результати вказують на високу радіаційну стабільність досліджених зразків TiO_2 . Розрахунок за методом Монте-Карло показує, що в середньому зразок адсорбенту на основі TiO_2 витримує дозу опромінення, рівну дозі, яку створює 270 мг ^{90}Sr протягом 10 років (270 мг/г – максимальна адсорбційна ємність зразка у нейтральному середовищі). Цей факт підтвердив радіаційну стійкість адсорбентів на основі TiO_2 і перспективність використання їх у ядерній криміналістиці для розділення ^{90}Sr - ^{90}Y - ^{90}Zr . Тобто наступна генерація адсорбентів, які можуть бути корисні у ядерній криміналістиці – це адсорбенти на основі TiO_2 .

1. Reza Sadeghbeigi. *Fluid Catalyst Cracking Handbook*. 3-rd ed. Chapter 4 (Oxford, Butterworth-Heinemann, 2012) p. 87.
2. I. Mironyuk et al. Effects of chemisorbed arsenate groups on the mesoporous titania morphology and enhanced adsorption properties towards Sr(II) cations. *Journal of Molecular Liquids* 282 (2019) 587.

НОВА КОНЦЕПЦІЯ УПРАВЛІННЯ ВОДНИМИ ОБ'ЄКТАМИ У ЗОНІ ВІДЧУЖЕННЯ ЧАЕС

О. В. Войцехович¹, Г. В. Лісовий¹, С. І. Кіресів²

¹ Український гідрометеорологічний інститут ДСНС України та НАН України, Київ, Україна

² Державне підприємство «Екоцентр», Чорнобиль, Україна

Водозбірні території і руслова мережа водотоків Полісся у межах розташування сучасних меж зони відчуження і зони безумовного (обов'язкового) відселення (ЗВ і ЗБ(О)В) складається із чисельних дренажних каналів меліоративних систем колишнього комплексного призначення, загальною протяжністю майже 160 км. Регулювання стоку на цих територіях до аварії на ЧАЕС здійснювалося більше ніж на ста гідротехнічних спорудах (дамби, щити і затвори для перекриття водних потоків, насосні станції, дренажні канали, тощо), які давали змогу здійснювати дренажування і пониження рівнів води на підтоплених територіях сільгосппризначення або підвищення рівнів води у разі необхідності (наприклад, у разі пожежної небезпеки) шляхом перекриття каналів меліоративних систем. Потенціал утримання вод, що стікали із радіоактивно забруднених територій, було посилено будівництвом десятків нових дамб на малих річках зони відчуження протягом 1986 - 1987 рр. у якості водоохоронних споруд, які потім було частково розібрано з причини неефективності їхнього водоохоронного ефекту. Протягом кількох десятиріч у зоні відчуження функціонувало ціле управління «Чорнобиль-водексплуатація» (ЧВЕ), яке на сьогодні трансформовано у відділення експлуатації водоохоронних споруд і систем (ВЕВСС) у складі ДП «Екоцентр». Регламенти роботи даного підприємства суттєво не змінювалися протягом багатьох років. Основною парадигмою його діяльності було – намагання зменшити радіоактивні стоки із зони відчуження шляхом регулювання рівнів води водотоків із радіоактивно забруднених водозбірних територій. Натомість, результати моніторингу і експертних оцінок показали, що методами регулювання вод за допомогою управління рівнями підтоплення або дренажу забруднених територій суттєво змінити тенденції формування сучасних процесів формування стоку із забруднених водозборів і заболочуваних колишніх меліоративних систем не можливо.

За роки, що минули після аварії на ЧАЕС, відбулися суттєві трансформації в структурі і формах радіоактивного забруднення ґрунтів водозбірних територій, що призвело до суттєвого зменшення змиву радіонуклідів у поверхневій водній об'єкти. Тому витратити значні кошти на продовження регулювання вод лише з метою підтримки дренажного потенціалу меліоративних систем і руслової ємкості малих річок у зоні відчуження стає недоцільним. Крім того, перетворення значної частини території (ЗВ і ЗБ(О)В) у статус біосферного заповідника, також змінило погляди на заходи регулювання вод, оскільки найбільш сприятливим режимом утримання біосферного заповідника для розвитку біорізноманіття було визнано необхідність розширення площ водно-болотних угідь і зменшення ризиків пожежної небезпеки на його територіях. Таким чином, стало очевидним, що потрібно змінювати спрямування діяльності з управління водним режимом водотоків і меліоративних систем у зоні відчуження на вирішення завдань збереження і розвиток водно-болотних угідь, а також зменшення ризиків пожеж шляхом утримання оптимального режиму зволоження радіоактивно забруднених територій (ЗВ і ЗБ(О)). Одночасно необхідно було розглянути потенціал збереження технічного водопостачання об'єктів ЧАЕС на період здійснення ремедіаційних заходів, а також довести, що підтоплення частини територій у разі припинення регулювання стоку вод (шляхом повного відкриття у разі відновлення природного стоку або перекриття каналів і перетворення вище розташованих водозбірних площ на водно-болотні угіддя) не призведе до суттєвого збільшення стоку радіонуклідів у р. Прип'ять і дніпровську водну систему.

У даній роботі авторами запропоновано концептуальні заходи щодо оптимізації регулювання рівнів води водотоків для здійснення поставлених цілей. Виконано аналіз багаторічних даних спостережень ДСП «Екоцентр» і УкрГМІ за стоком води і радіонуклідів чорнобильського походження у річках і каналах меліоративних систем, проведено експериментальні дослідження вертикальної структури забруднення і фізико-хімічних форм ¹³⁷Cs і ⁹⁰Sr у ґрунтах, що можуть регулярно підтоплюватися у межах басейнів малих річок і меліоративних систем, а також виконано експертні оцінки наслідків застосування заходів виведення із експлуатації ряду гідротехнічних споруд і об'єктів.

У роботі також використовувалися результати аналізу знімків з супутника Landsat-8 за 2013 та 2015 рр. (відповідно, як за багатоводний і маловодний роки) з метою оцінки сезонної трансформації підтоплених і осушених земель. Аналіз даних моніторингових досліджень показує, що за останні майже 20 років після однієї із найбільших весняних повеней на р. Прип'яті, що мала місце у 1999 р., зберігаються тренди зниження концентрацій активності ¹³⁷Cs та ⁹⁰Sr у воді р. Прип'ять (п. Чорнобиль), а також те, що не було перевищення контрольних рівнів вмісту цих радіонуклідів у воді річки

згідно з ДР-2006, а саме – вище 2 Бк/л. Показано, що практично весь стік ^{137}Cs (95 - 97 %) р. Прип'ять у водосховище формується за межами зони відчуження. Натомість, 50 - 70 % від загального стоку ^{90}Sr у Київське водосховище формується у межах водозборів зони відчуження, але загальна кількість радіонуклідів у воді р. Прип'яті є досить низькою і зберігаються тенденції до зменшення рівнів забруднення вод.

Вміст радіонуклідів у малих річках зони відчуження (Сахан, Ілля, Вересня, Брагінка) та у воді каналів меліоративних систем (наприклад, вод Прип'ятської меліоративної системи), що надходять у р. Прип'ять, зберігаються досить високими, але зважаючи на малу водність річок (середні витрати води в цих річках 1 - 3 м³/с і менше) їхній внесок у забруднення вод р. Прип'яті є дуже незначним. Це дало змогу припустити, що навіть в умовах перекриття каналів меліоративних систем в басейнах річок Сахан, Ілля та Брагінка і Прип'ятської м/с з метою розширення площ водно-болотних угідь, а також припинення регулювання вод на малих річках зони відчуження, не буде спостерігатися суттєвої зміни у трендах зменшення забруднення вод і виносу радіонуклідів за межі зони відчуження.

Для експериментального підтвердження такого припущення, було виконано аналіз сучасного вертикального розподілу і форм знаходження радіонуклідів на підтоплених ділянках водно-болотних угідь у торфових ґрунтах заплави малих річок. Результати показали, що до 95 % і більше ^{137}Cs у грантах знаходиться у, так званих фіксованих формах, які не можуть переходити у водний розчин навіть в умовах повного затоплення. Результати показали, що значна кількість ^{90}Sr вже винесено із поверхневого шару ґрунту, а частина фіксованих форм ^{90}Sr у вигляді «збережених залишків паливних частинок, та інших сполучень становить близько 50 - 70 %, що є значно більшим, ніж спостерігалось за результатами досліджень у 1990-х роках минулого століття. Таким чином, навіть на рівні експертного аналізу (який має бути підтверджено методами математичного моделювання), було показано, що підтоплення заплави територій малих річок шляхом перекриття каналів меліоративних систем не призведе до будь-якого суттєвого збільшення стоку радіонуклідів із зони відчуження. Натомість, підняття рівнів води у верхів'ях р. Сахан та інших на до 1,0 - 1,5 м шляхом збереження існуючих дамб і меліоративних систем буде сприяти збереженню і розширенню водно-болотних угідь, зменшує пожежну небезпеку, а тому може бути визнано оптимальним напрямком нової стратегії управління водним режимом водотоків у зоні відчуження. Крім того показано принципову доцільність і безпеку виведення із експлуатації насосної станції лівобережного польдеру у ближній зоні відчуження. Дослідження дали змогу сформулювати такі концептуальні положення щодо регулювання режиму водних об'єктів зони відчуження на сучасному етапі, а саме:

1. Ефективність процесів самоочищення (автореабілітації) водного стоку у зоні відчуження є суттєво вище ніж будь-які заходи втручання

2. Регулювання стоку (рівнів і витрат води) з метою недопущення суттєвого затоплення і змиву радіонуклідів в річки втратило свою актуальність.

3. Меліоративні системи (осушувальні і комплексного призначення, польдери) втратили своє призначення сільськогосподарського спрямування. Тому продовження експлуатації меліоративних систем і підтримка їхньої потенційної функціональності не має економічного обґрунтування. Доцільно залишити в експлуатації тільки ті системи і канали, що дають змогу підтримувати режим підвищеного зволоження на торфовищах, зменшуючи ризики пожеж.

4. У сучасних умовах пізнього пост-аварійного періоду повністю змінюється парадигма управління водними стоками (об'єктами). Припинення експлуатації дренажних каналів призведе до підтоплення і розширення водно-болотних угідь. Результати оцінок показали, що підтоплення не призведе до суттєвого збільшення стоку радіонуклідів у водні системи.

5. За будь-яких сценаріїв щодо можливих тимчасових подій з підтопленням забруднених польдерних і заплави територій рівні вмісту ^{90}Sr у воді р. Прип'ять не перевищать рівні безпечного забруднення водної системи ДР-2006 (2 Бк/л).

6. Виведення із експлуатації ГТС не передбачає демонтаж дамб, які на далі будуть відігравати основну роль у стримуванні і пасивному регулюванні стоку вод (зменшення пікових витрат, ріст акумуляції стоку на заплави територіях, збільшення компоненти інфільтраційного живлення підземних вод і випаровування в балансі стоку) без суттєво впливу на забруднення вод радіонуклідами.

7. Впровадження заходів концепції дасть змогу економити до 10 - 15 млн грн щорічно

8. Заходи концепції поширюються на період (5 - 10 років) до завершення періоду впровадження проектних рішень відповідно до нових регламентів експлуатації водоохоронних споруд.

Основні положення концепції будуть впроваджені на етапі розробки детального Плану заходів щодо виведення із експлуатації гідротехнічних споруд, що виконали свою водоохоронну функцію, а також для розробки нових регламентів з експлуатації споруд, призначення яких буде змінено.

БІОГЕОХІМІЧНИЙ МОНІТОРИНГ ТЕХНОГЕННОГО ЗАБРУДНЕННЯ ПРИЗЕМНОГО ШАРУ ПОВІТРЯ РАДІОНУКЛІДАМИ ТА ВАЖКИМИ МЕТАЛАМИ У НАЙБІЛЬШ ЗАБРУДНЕНИХ РАЙОНАХ КИЄВА

М. О. Григоренко, О. П. Жуков, І. А. Малюк, В. В. Тришин

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Забруднення природного середовища, в тому числі атмосферного повітря, важкими металами та радіоактивними речовинами є однією з найгостріших екологічних проблем на сьогодні.

Для моніторингу забруднення приземного шару повітря найбільш широкого застосування набув метод біологічного моніторингу. Суть методу полягає у дослідженні концентрації токсичних речовин, акумульованих тканинами рослинних або тваринних об'єктів (біологічних моніторів), відібраних в межах досліджуваної території.

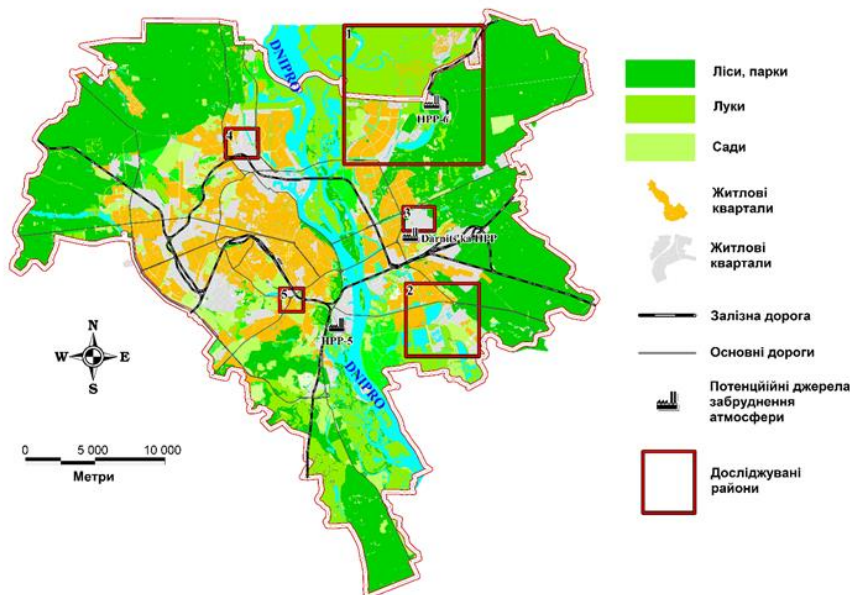
До переваг даного методу відносять можливість покриття великих за площею територій, можливість дослідження динаміки забруднення та проведення ретроспективних оцінок, а також прийнятні економічні показники. Крім того, використання методу біомоніторингу у сукупності з сучасними багатоелементними методами аналізу дає змогу забезпечити високу чутливість моніторингу, що є важливим з огляду на надзвичайно низькі рівні допустимих концентрацій важких металів у повітрі. Відповідний аналіз та інтерпретація отриманих даних дають змогу в результаті ідентифікувати джерела емісії забруднюючих речовин та ідентифікувати ореоли забруднення приземного шару повітря.

Метою даної роботи є застосування методу біогеохімічного моніторингу до вивчення стану забруднення приземного шару повітря важкими металами та радіоактивними речовинами п'яти урбанізованих індустріально розвинутих районів, розташованих в межах київського агломераційного комплексу.

Важкий антропогенний тиск в обраних районах дослідження не дав змоги використати типові біологічні об'єкти, лишайники та мохи, в якості моніторів забруднення повітря. З цієї причини була використана кора тополі чорної (*Populus Nigra L.*), яка за результатами попередніх досліджень виявилася гарним альтернативним біологічним субстратом-індикатором, особливо при проведенні досліджень в урбанізованих індустріально розвинутих регіонах.

Мережу пробовідбору було закладено на основі урболандшафтного типологічного принципу, з урахуванням особливостей формування та руху повітряних потоків. При виборі розташування точок також враховувалась специфіка формування викидів конкретних об'єктів та можливість сукупної дії кількох джерел забруднення.

На даному етапі роботи було відібрано зразки кори тополі чорної (*Populus Nigra L.*), лишайників (*Evernia prunastri*, *Hypogymnia physodes (alpha) Nyl*, *Parmelia sulcata Taylor*, *Physcia adscendens*, *Xanthoria parietina*), мохів (*Dicranum polysetum*, *Pleurozium schreberi (Brid.) Mitt*) та ґрунту у чотирьох районах Києва, що мають найбільше антропогенне навантаження (житловий масив Троєщина (потенційне джерело забруднень – Київська ТЕЦ-6), житловий масив Харківський (сміттеспалювальний завод «Енергія»), Куренівська промислова зона з прилеглими житловими масивами (ЗАТ «Лакма», поліграфічний комбінат «Зоря») та Деміївська площа (автотранспорт)), розташування яких показано на рисунку.



Розташування місця відбору зразків на карті Києва.

У районі житлового масиву Троєщина (1) було відібрано: кори – 22 зразки, моху – 12 зразків, лишайнику – 13 зразків.

У районі житлового масиву Харківський (2): кори – 32 зразки, лишайнику – 8 зразків.

У районі Куренівської промислової зони з прилеглими житловими масивами (4): кори – 25 зразків, лишайнику – 2 зразки.

У районі Деміївської площі (5): кори – 21 зразок, лишайнику – 11 зразків.

У кожній точці мережі пробовідбору кору відбирали на стовбурах 3 - 5 одиноких старих дерев (діаметр стовбура 25 - 50 см) у межах ділянок розмірами приблизно 20 × 20 м. Верхній (мертвий) не покритий рослинністю шар кори товщиною 3 - 4 мм зрізали гострим ножем з неіржавіючої сталі навкруги стовбура на висоті 120 - 150 см та поміщали у спеціальні марковані пластикові пакети. Загальна вага проби кори становила не менше 20 - 50 г.

Зразки кори висушували за кімнатної температури до повітряно-сухого стану. Після цього впродовж 2 хв зразки подрібнювали за допомогою млина з пластиковим робочим об'ємом з ножем із капролактому. Подрібнений зразок просіювали через капронове сито з розміром комірок 1 × 1 мм.

Отриману дрібну фракцію гомогенізували за допомогою електромеханічного змішувача протягом 15 хв та передавали на аналіз.

Вміст ^{137}Cs вимірювали на гамма-спектрометрі CANBERRA з детектором з надчистого германію GC6020.

Результати вимірювань ^{137}Cs в деяких зразках наведено в таблиці.

Результати вимірювань ^{137}Cs у зразках кори

| Деміївська площа | Питома активність, Бк/кг | Житловий район Троєщина | Питома активність, Бк/кг | Житловий район Харківський | Питома активність, Бк/кг | Житловий район Куренівка | Питома активність, Бк/кг |
|------------------|--------------------------|-------------------------|--------------------------|----------------------------|--------------------------|--------------------------|--------------------------|
| 1 | 13 ± 2 | 1 | 4 ± 2 | 1 | 20 ± 2 | 1 | 23 ± 3 |
| 2 | 14 ± 2 | 2 | 4 ± 0 | 2 | 30 ± 2 | 2 | 23 ± 2 |
| 3 | 21 ± 2 | 3 | 5,9 ± 1,8 | 3 | 45 ± 6 | 3 | 30 ± 3 |
| 4 | 23 ± 2 | 4 | 7 ± 2 | 4 | 59 ± 4 | 4 | 89 ± 8 |
| 5 | 24 ± 3 | 5 | 7,8 ± 1,9 | 5 | 70 ± 6 | 5 | 101 ± 8 |
| 6 | 33 ± 4 | 6 | 12 ± 2 | 6 | 186 ± 12 | 6 | 173 ± 9 |
| 7 | 85 ± 9 | 7 | 69 ± 5 | | | 7 | |
| 8 | 162 ± 13 | | | | | 8 | |
| 9 | 514 ± 35 | | | | | 9 | |
| 10 | 737 ± 46 | | | | | | |

ВПЛИВ ЗМІНИ ГІДРОЛОГІЧНОГО РЕЖИМУ НА ДИНАМІКУ ПИТОМОЇ АКТИВНОСТІ РАДІОНУКЛІДІВ У РИБІ ВОДОЙМИ-ОХОЛОДЖУВАЧА ЧОРНОБИЛЬСЬКОЇ АЕС

Д. І. Гудков¹, А. Є. Каглян¹, К. Нанба², Т. Вада², С. І. Кирєєв³, В. В. Беляєв¹, Л. П. Юрчук¹

¹ Інститут гідробіології НАН України, Київ, Україна

² Інститут радіоактивності довкілля, Університет Фукусіма, Фукусіма, Японія

³ Державне спеціалізоване підприємство "Екоцентр", Чорнобиль, Україна

Результати досліджень, що представлені, були отримані впродовж 2010 - 2019 рр. переважно для північно-західної частини водойми-охолоджувача (ВО) Чорнобильської АЕС (ЧАЕС) та ізолюваної водойми, яка утворилася на цій частині акваторії водойми після зниження рівня води. Питому активність ¹³⁷Cs і ⁹⁰Sr у воді та рибі вимірювали за допомогою гамма-спектрометричних та радіохімічних методів описаних (Gudkov et al., 2008; Kaglyan et al., 2019). Певна частина зразків тканин риб була проаналізована з використанням методів (Каглян, Гудков, 2014, 2015).

Досліджували 16 видів риб різних екологічних груп: щуку (*Esox lucius* L.), судака (*Sander lucioperca* L.), окуня (*Perca fluviatilis* L.), сома звичайного (*Silurus glanis* L.), сома каналного (*Ictalurus punctatus* Raf.), жереха (*Leuciscus aspius* L.), головня звичайного (*Squalius cephalus* L.), чехоню (*Pelecus cultratus* L.), краснопірку звичайну (*Scardinius erythrophthalmus* L.), верховодку звичайну (*Alburnus alburnus* L.), карася сріблястого (*Carassius gibelio* Bloch), лина (*Tinca tinca* L.), ляща звичайного (*Abramis brama* L.), плотву звичайну (*Rutilus rutilus* L.), коропа (*Cyprinus carpio* L.) і плоскокирку (*Blicca bjoerkna* L.). Класифікація риб за типом живлення ґрунтується на переважаючому типі живлення у досліджуваних водоймах. Середня кількість риб у щорічній вибірці для більшості видів становила близько 15 особин. Похибка вимірювання становила 15 - 25%. Питома активність радіонуклідів у рибі наведена у Бк/кг маси за природньої вологості. У зв'язку з тим, що зміна гідрологічного режиму ВО спричинила зміну процесів, що впливають на перерозподіл радіонуклідів в компонентах екосистеми водойми, ми порівнювали середню питому активність радіонуклідів за два періоди: перший – 2010 - 2014 рр. – до зниження рівня води, і другий – 2019 р. – коли завершився процес спрацювання рівня води.

Зниження рівня води у ВО призвів до зміни гідрохімічного режиму водойми, а також до ймовірного перерозподілу ⁹⁰Sr у донних відкладах та ґрунтах осушених територій. В останні роки нами зареєстроване збільшення питомої активності ⁹⁰Sr у воді у 2,5 - 3 рази, що неминуче призводить до підвищення питомої активності радіонуклідів у тканинах риби. Більш інтенсивне підвищення питомої активності ⁹⁰Sr відбувається у «мирних» видів риб. Так, протягом 2010 - 2014 рр. середня питома активність ⁹⁰Sr у краснопірці звичайній руді становила 210 ± 59 Бк/кг, а протягом 2019 р. вона сягала 1320 ± 345 Бк/кг, у плітки звичайної – 110 ± 27 та 984 ± 60 Бк/кг, карася сріблястого – 90 ± 25 та 825 ± 67 Бк/кг, а у коропа – 73 ± 15 та 659 ± 87 Бк/кг відповідно. У хижих риб середня питома активність ⁹⁰Sr до зниження рівня води у ВО становила 115 ± 49 Бк/кг у окуня, а за період 2019 р. зросла до 459 ± 94 Бк/кг, у жереха – 65 ± 9 та 275 ± 17 Бк/кг, а у сома звичайного – 159 ± 100 та 197 ± 62 Бк/кг відповідно.

Аналіз динаміки питомої активності ¹³⁷Cs в рибі ВО після зниження рівня води свідчить, що достовірних змін вмісту радіонукліда не відбулось, а його активність у представників майже всіх видів риб (крім жереха та окуня) залишалася на колишньому рівні з деякими коливаннями в межах похибки вимірювання. Так, питома активність ¹³⁷Cs у краснопірці звичайній протягом 2010 - 2014 рр. становила 1030 ± 360, а у 2019 р. – 1033 ± 211 Бк/кг, у плітки звичайної – 1322 ± 218 та 818 ± 74, у карася сріблястого – 1559 ± 29 та 1047 ± 83, у коропа звичайного – 1100 ± 200 та 633 ± 124, у сома звичайного – 2100 ± 337 та 2800 ± 484, у окуня – 6650 ± 826 та 3347 ± 559, а у жереха – 5860 ± 2700 та 1739 ± 368 Бк/кг відповідно. Значне зниження вмісту ¹³⁷Cs у окуня і жереха, які, відповідно, є факультативним та облігатним хижаками, на наш погляд, пов'язане з осушенням нерестових майданчиків і, відповідно, зменшенням кількості молоді риб – основних об'єктів харчування цих видів. Таким чином, окунь і жерех опинилися в умовах певного харчового дефіциту, і, ймовірно, змушені переходити на альтернативні джерела харчування, яким притаманна менша питома активність ¹³⁷Cs, що, відповідно, відображає інтенсивність накопичення радіонукліда цими видами риб. Слід зазначити, що у представників іхтіофауни всіх інших досліджених водних об'єктів Чорнобильської зони відчуження (ЧЗВ) (крім р. Прип'ять) відбувається поступове зниження вмісту ¹³⁷Cs у рибі, а вміст ⁹⁰Sr залишається практично незмінним.

Аналіз розподілу радіонуклідів у різних органах і тканинах риб у ВО у 2019 р. показав, що найви-

ща питома активність ^{90}Sr спостерігається у лусці (2270 - 6627 Бк/кг), кістках (821 - 084 Бк/кг) та плавцях (1560 - 4884 Бк/кг), а найнижча – у шкірі (28 - 80 Бк/кг), внутрішніх органах (14 - 330 Бк/кг) і м'язах (11 - 30 Бк/кг). Для сома європейського, у якого луска відсутня, найвища концентрація ^{90}Sr відзначається в кісткових шипах грудних плавців (1725 - 2127 Бк/кг), у кістках (706 - 718 Бк/кг) та голові (400 - 484 Бк/кг). Загалом більш ніж 90% загальної активності ^{90}Sr в організмі риб зосереджено в лусці, кістках, голові та плавцях. У 2019 р. найвищу питома активність ^{137}Cs спостерігали у м'язах риб – 494 - 4367 Бк/кг, що становить 35 - 70 % від загального вмісту радіоукліда в організмі риби. Аналіз питомої активності ^{90}Sr в органах і тканинах риб до зниження рівня води у ВО у 2014 р. та протягом 2019 р. виявив, що вміст радіонукліда зростає у всіх органах і тканинах риб, особливо у лусці, кістках, голові та плавцях. Проте достовірної динаміки питомої активності ^{137}Cs в органах і тканинах риб не спостерігається.

Результати дослідження співвідношення питомої активності $^{90}\text{Sr}/^{137}\text{Cs}$ у рибі ВО протягом 2010 - 2014 рр. свідчать, що концентрація ^{137}Cs у представниках усіх видів риб значно перевищувала концентрацію ^{90}Sr . Слід зазначити, що завдяки постійному надходженню води з р. Прип'ять у ВО (до листопада 2014 р.) Питома активність ^{90}Sr у всіх видів риб була значно нижчою, ніж питома активність ^{137}Cs на відміну від інших досліджених непроточних водойми ЧЗВ, у рибі яких вміст ^{90}Sr завжди перевищував такий ^{137}Cs . Для «мирних» видів риб це співвідношення до 2014 р. було в межах 0,05 - 0,48, а для хижих риб – 0,005 - 0,150. Протягом 2019 р. співвідношення питомої активності $^{90}\text{Sr}/^{137}\text{Cs}$ досягнув 0,48 - 2,13 для «мирних» риб, та 0,08 - 0,37 – для хижих. Загалом для хижих риб цей показник значно нижчий, оскільки засвоєння ^{90}Sr , якій міститься в об'єктах харчування переважно в погано засвоєній кістковій тканині, не настільки ефективно, як ^{137}Cs . Таким чином, можна зробити висновок, що з 2016 р. відношення концентрації $^{90}\text{Sr}/^{137}\text{Cs}$ в рибі ВО має тенденцію до зростання. Особливо це помітно для представників «мирних» видів риб. Так для краснопірки значення $^{90}\text{Sr}/^{137}\text{Cs}$ у 2019 р. було переважно більшим за 1.

Таким чином, зниження рівня води у ВО ЧАЕС призвело до збільшення питомої активності ^{90}Sr у рибі, яке станом на 2019 р. досягало 438 - 2084 (923 ± 235) Бк/кг для «мирних» видів риб, та 176 - 567 (359 ± 84) Бк/кг для хижих риб порівняно з 41 - 285 (136 ± 53) та 43 - 139 (84 ± 28) Бк/кг протягом 2010 - 2014 рр. відповідно. Питома активність ^{137}Cs в даному випадку становила 526 - 1612 (931 ± 245) Бк/кг для «мирних» видів ВО протягом 2019 р. та 1318 - 4359 (2508 ± 762) Бк/кг – для хижих, порівняно з 608 - 2327 (1073 ± 338) та 1740 - 8340 (3273 ± 649) Бк/кг протягом 2010 - 2014 рр. відповідно. Концентрація ^{137}Cs в рибі протягом періоду досліджень з деякими коливаннями в межах похибки вимірювання залишалася на колишньому рівні або зменшувалася, тоді як питома активність ^{90}Sr з 2016 р. зросла, в першу чергу за рахунок збільшення концентрації радіонуклідів у воді ВО. Співвідношення $^{90}\text{Sr}/^{137}\text{Cs}$ у представників іхтіофауни закономірно зростає з 2016 р. Для «мирних» видів риб це значення зростає швидше, ніж для хижих риб. Питома активність радіонуклідів у рибі протягом 2019 р. перевищила допустимі рівні, згідно із стандартами, прийнятими в Україні для продуктів харчування рибного походження, у 5,0 - 59,5 раза для ^{90}Sr та у 3,5 - 29,9 раза для ^{137}Cs .

Дослідження відбувалися за підтримки Національної академії наук України, Державного агентства України з управління зоною відчуження, а також Проекту SATREPS «Покращання радіаційного контролю навколишнього середовища та законодавчої бази в Україні для екологічної реабілітації радіоактивно забруднених територій». Автори вдячні персоналу державних спеціалізованих підприємств «Екоцентр» та «Чорнобильська АЕС» за сприяння дослідженням у ЧЗВ.

1. D.I. Gudkov et al. Dynamics of the content and distribution of the main dose forming radionuclides in fishes of the exclusion zone of the Chernobyl NPS. *Hydrobiological Journal* 44(5) 87.
2. О.Є. Каглян, Д.І. Гудков. Патент на винахід № 106547. Спосіб визначення питомої активності радіонуклідів в органах та тканинах риб за їх вмістом у лусці. Заявка від 25.02.2013. Зареєстровано в Державному реєстрі патентів України на винаходи 10.09.2014.
3. О.Є. Каглян, Д.І. Гудков. Патент на винахід № 107611. Спосіб визначення питомої активності радіонуклідів в органах і тканинах риб (родини окуневих та шукових) за їх вмістом у лусці. Заявка від 07.06.2013. Зареєстровано в Державному реєстрі патентів України на винаходи 26.01.2015.
4. А.Ye. Kaglyan et al. Fish of the Chernobyl exclusion zone: modern levels of radionuclide contamination and radiation doses. *Hydrobiological Journal* 55(5) 81.

ЗМІНИ РАДІОАКТИВНОЇ ЗАБРУДНЕНОСТІ ВОДИ У ВОДОЙМИ-ОХОЛОДЖУВАЧІ ЧАЕС ПІД ЧАС ЙОГО ОСУШЕННЯ

В. В. Канівець¹, С. І. Кіреєв², Г. А. Деркач¹, Г. В. Лісовий¹

¹ Український гідрометеорологічний інститут ДСНС України та НАН України, Київ, Україна

² Державне спеціалізоване підприємство «Екоцентр», Чорнобиль, Україна

У 2016 р. водойма-охолоджувач ЧАЕС (ВО) через зниження рівня води розділилася на три ізольовані один від одного сектори – Північний, Західний і Південний. За шість років з початку осушення рівень води в Північному і Західному секторах знизився на 5,5 м, у Південному – більше, ніж на 6 м. Нині ВО являє собою низку озер сполучених між собою вузькими протоками. У цілому, на початок 2020 р. ВО втратила 70 % води, 40 % дна вийшло на денну поверхню. Поки що хід рівня води у ВО відповідає «нормальному» сценарію зниження рівня води, який було розраховано в 2002 р. [1]. У подальшому висотна відмітка рівня води у ВО залежатиме від співвідношення «атмосферні опади/випаровування», а також від рівнів води у річці Прип'ять.

Макроіонний склад води від початку осушення ВО, практично, не змінився – вміст головних іонів коливався у звичайному діапазоні. Незважаючи на значне зменшення об'єму води у ВО – у 3,5 раза – концентрування хімічних елементів не відбулося, оскільки головні втрати води були за рахунок її фільтрації через тіло насипної дамби.

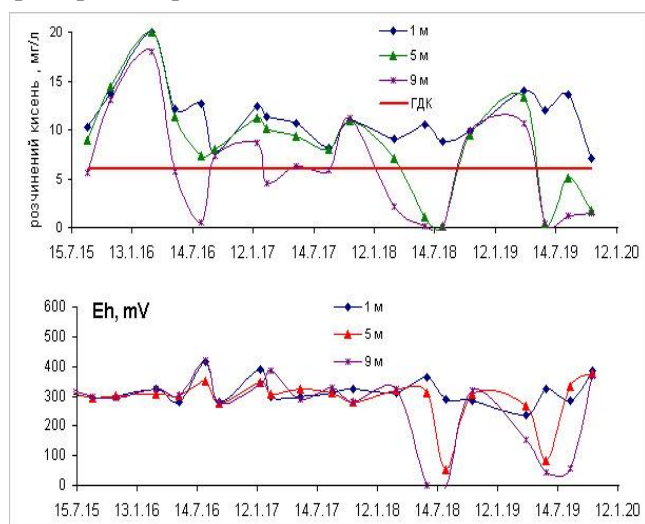


Рис. 1. Зміна вмісту кисню і величини редокс-потенціалу у водній товщі ВО в 2015 - 2019 рр.

в придонному шарі води, що є закономірним через посилення аноксичних відновлювальних умов нижче термокліну. У 2018 р. уперше за всю історію ВО у ній з'явився сірководень. Найвірогідніша причина утворення сірководню улітку 2018 - 2019 рр. в гіполімніоні – наявність у воді великої кількості відмерлих гідробіонтів і нестача кисню на розклад їх, що призводить до посилення відновлювальних умов.

Погіршення кисневих умов може бути обумовлене специфікою гідробіологічних процесів, які, на наш погляд, розвиваються у негативному напрямку. Ймовірно, має місце так званий ефект «надлишкової біомаси», про вірогідність настання якого говорили експерти, які розробляли ТЕО виведення ВО з експлуатації [2].

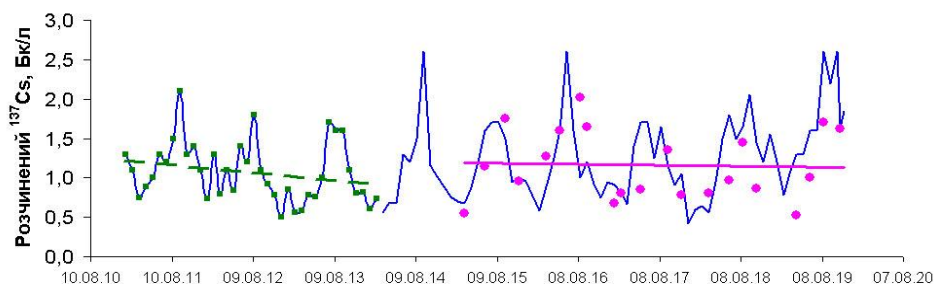


Рис. 2. Зміна активності ¹³⁷Cs у воді Західного сектора ВО ЧАЕС (дані прибережних спостережень ДСП «Екоцентр» за 2011 - 2019 рр.). Рожеві крапки – осереднені за глибиною значення (дані УкрГМІ).

Очікуваного зростання концентрацій активності розчиненого ^{137}Cs у воді ВО поки що не відбулося (рис. 2). Сезонні спостереження на глибоководних ділянках ВО показують незначне зменшення активності цього радіонукліда з 2015 до 2019 рр. Разом з тим, як і в попередні роки [3, 4], зберігається сезонна циклічність активності розчиненого ^{137}Cs у воді ВО (див. рис. 2). Кількість обмінного ^{137}Cs у мулових відкладах становить 2 - 3 %, цього достатньо, щоб існував постійний дифузійний потік цього радіонукліда із донних відкладів у водну товщу. Цей потік значно посилюється наприкінці літа через сезонне зростання концентрацій амонію у поровому розчині мулових донних відкладів.

Проте, суттєвого зростання активності розчиненого ^{137}Cs у водній товщі ВО поки що не відбулося через періодичне хвильове скаламучування донних відкладів на мілководних ділянках, перенесення мінеральних частинок на основну акваторію, де вони сорбують розчинений ^{137}Cs і, осідаючи на дно, виводять його з водної товщі.

Від початку осушення ВО до кінця 2019 р. концентрації активності ^{90}Sr в Західному та Північному секторах зросли майже у 6 разів, у Південному секторі – удвічі. Причина зростання – надходження у залишкові водойми додаткової кількості ^{90}Sr через змив обмінних форм цього радіонукліда з обсохлих ділянок дна. Дифузійний потік ^{90}Sr із дна у водну товщу практично відсутній через відсутність обмінної форми цього радіонукліда у донних відкладах.

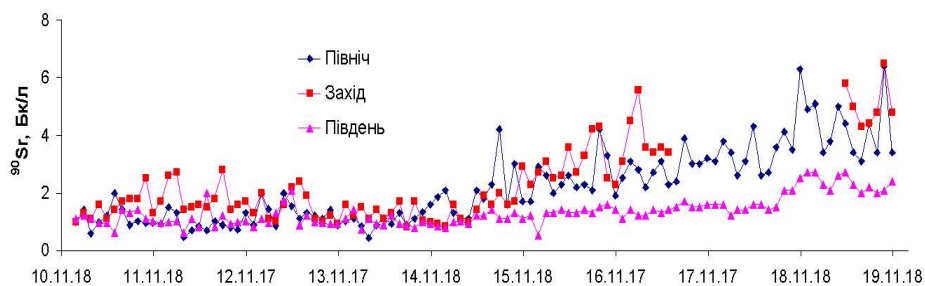


Рис. 3. Хід середньомісячних активностей ^{90}Sr у воді в різних секторах ВО (дані прибережних спостережень ДСП «Екоцентр» за 2011 - 2019 рр.).

Упродовж 2019 р. концентрації активності ^{90}Sr в усіх секторах ВО коливалися в межах 25 % від середнього значення, проте – не зростали. Причина тимчасової стабілізації – мала кількість атмосферних рідких опадів і, відповідно, відсутність змиву ^{90}Sr з обсохлих територій у залишкові озера (випало 340 мм за кліматичної норми 628 мм).

Ймовірно, в наступні роки рівень радіоактивної забрудненості води у залишкових озерах визначатиметься темпом розчинення паливних частинок на обсохлих ділянках дна та інтенсивністю дощового змиву мобільних форм радіонуклідів.

1. Д.О. Бугай та ін. Експериментальні гідрогеологічні дослідження і фільтраційні розрахунки водойми-охолоджувача ЧАЕС. Бюлетень екологічного стану зони відчуження та зони безумовного (обов'язкового) відселення 1(25) (2005) 42.
2. Техніко-економічне обґрунтування виведення з експлуатації водоймища-охолоджувача ЧАЕС. Під ред В. Краснова. Т. 1 (Чорнобиль, ІПБ АЕС, 2013).
3. О. Nasvit. Radioecological Situation in the Cooling Pond of Chernobyl NPP. In: *Recent Research Activities about the Chernobyl NPP Accident in Belarus, Ukraine and Russia* (Kyoto, Research Reactor Institute, Kyoto University, 2002) p. 74.
4. В. Канівець та ін. Цезій-137 та стронцій-90 у воді водойми-охолоджувача ЧАЕС. Ядерна фізика та енергетика 15(4) (2014) 370.

МЕТОД ЗНИЖЕННЯ КОНЦЕНТРАЦІЇ ОКСИДУ ТРИТІЮ В ПОВІТРІ РОБОЧИХ ПРИМІЩЕНЬ

О. В. Коваленко¹, О. О. Кряжич²

¹ Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

² Східноукраїнський національний університет ім. В. Даля, Северодонецьк, Україна

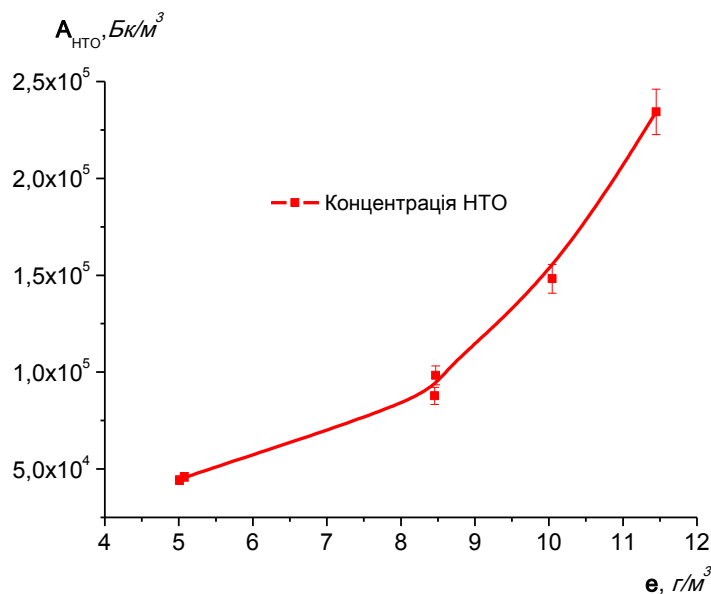
Тритій (^3H) за рядом причин займає особливе місце в питаннях забезпечення радіаційної безпеки АЕС. Одним із завдань системи радіаційного контролю є моніторинг концентрації тритію в об'єктах довкілля у вигляді: оксиду тритію (НТО – ^3HNO), органічно зв'язаного тритію (ОЗТ – $^{14(12)}\text{C}_x\text{ }^3\text{H}_y\text{O}_z$), газу тритію ($^3\text{H}_2$); аерозолей, що містять тритій [1].

Зважаючи на низьку енергію бета-випромінювання тритію, дозою від зовнішнього опромінення при роботі з тритієм можна знехтувати, проте тритій несе значну небезпеку при попаданні в організм у вигляді оксидів тритію (НТО, ДТО), особливо у вигляді надважкої води T_2O , яка в сотні раз токсичніша, ніж газоподібний тритій. Тому основна доза опромінення персоналу формується за рахунок внутрішнього надходження тритію та його сполук. Враховуючи те, що під дією власного випромінювання тритій легко окислюється і те, що він бере участь в реакції ізотопного обміну з вологою повітря, слід вважати викиди в повітря газоподібного тритію такими ж небезпечними, як і викиди у вигляді води. Найбільш розповсюдженим виступає оксид тритію НТО, що утворюється з тритій-газу в результаті обмінних реакцій з водою чи окислення.

У повітрі робочого приміщення співвідношення між тритієм, НТО і аерозолями, що містять тритій зміщене в бік відносного зростання концентрації НТО. Це обумовлено більш високою проникністю конструкційних органічних матеріалів (рукавички, прокладки, діафрагми) парами НТО, в порівнянні з тритієм [2], і розкладанням нестійких в повітрі з'єднань з виділенням газоподібного тритію з наступним його окисленням.

Беручи до уваги більш високу токсичність НТО порівняно з тритієм [3, 4], можна вважати, що основну небезпеку для персоналу представлятиме НТО.

Проведено дослідження особливостей ізотопного обміну тритію в закритій системі «тритійований матеріал - повітря» залежно від факторів зовнішнього впливу, таких як вологість, температура, тиск повітря в стані рівноваги ізотопного обміну в робочому приміщенні та отримано залежність концентрації оксиду тритію в приміщенні від абсолютної вологості (рисунок).



Динаміка зміни концентрації НТО від абсолютної вологості в повітрі робочого приміщення.

Вимірювання активності тритію у конденсованій воді проводилося на сцинтиляційному аналізаторі Liquid Scintillation Analyzer TRI-CARB 2750 TR/LL Для конденсування вологи застосовувався осушувач повітря QLIMA DD108. Концентрація НТО визначалась за методикою розробленою ІЯД НАН України «Методика вимірювання концентрації оксиду тритію в повітрі робочих приміщень тритієвих лабораторій 1 класу ЛФТПДЯВ ІЯД НАН України».

З підвищенням абсолютної вологості повітря в робочому приміщенні концентрація НТО зростала. Тобто, висока вологість покращує ізотопний обмін тритію в закритій системі «тритійований матеріал - повітря». Таким чином, задача зниження концентрації НТО в повітрі робочих приміщень до допустимих концентрацій $ДК^{inhal} А 9 \cdot 10^3$ Бк/м³ [3] зводиться до зниження абсолютної вологості повітря. Для реалізації цієї задачі можна застосувати спеціальні осушувачі повітря, що в кінцевому результаті сприятиме зниженню рівнів поверхневого забруднення тритієм технологічного обладнання.

1. А.О. Кльосова, Л.І. Григор'єва. Дозиметрія територій, які зазнають впливу АЕС, за техногенним тритієм. У кн.: VI з'їзд радіобіологічного товариства України, Київ, 5 - 9 жовтня 2015 р. Тези доповідей (К., Радіобіологічне Товариство України, 2015) с. 64.
2. В.К. Гаевой и др. *Установка для определения проницаемости бета-активных газов через некоторые материалы* (Москва, Энергоатомиздат, 1976) 552 с.
3. Норми радіаційної безпеки України (НРБУ-97). Державні гігієнічні нормативи ДГН 6.6.1.-6.5.001-98 (К., 1998).
4. Л.І. Григор'єва та ін. Невирішені питання інструментальних методів визначення дозового навантаження на людину від техногенного тритію. Наук. праці Чорноморського державного університету імені Петра Могили комплексу «Києво-Могилянська академія». Сер.: Техногенна безпека. Радіобіологія 261(249) (2015) 154.

ОЦІНКА РАДІАЦІЙНОГО ЗАБРУДНЕННЯ АЕРОЗОЛІВ ПОВІТРЯ НА ТЕРИТОРІЇ КОЛИШНЬОГО ПІДПРИЄМСТВА З ПЕРЕРОБКИ УРАНОВИХ РУД

Т. В. Лаврова¹, О. В. Войцехович¹, С. Б. Соколов¹, В. О. Кашпур², А. В. Ткач²

¹ Український гідрометеорологічний інститут ДСНС України та НАН України, Київ, Україна

² Інститут з проблем безпеки АЕС НАН України, Київ, Україна

На основі статистичного аналізу даних багаторічних спостережень за вмістом природних радіонуклідів у техногенно підвищених концентраціях в аерозолях приземного шару атмосфери на майданчику і зонах впливу об'єктів колишнього уранового виробництва колишнього ВО «Придніпровський хімічний завод» (ВО «ПХЗ» м. Кам'янське), виконано аналіз формування трендів і особливостей забруднення майданчика і прилеглих територій.

ВО «ПХЗ» – як одне з найбільших промислових підприємств з переробки уранових руд за часів СРСР, припинило виробництво уранових концентратів на початку 1992 р.. Виведення із експлуатації і очищення виробничих об'єктів уранового виробництва не здійснювалося. Як наслідок на території колишнього підприємства залишились забруднені будівлі із значним вмістом дрібно-дисперсних матеріалів переробки і очистки уранової продукції; хвостосховища залишків уранового виробництва, значно забруднені ґрунти на різних ділянках майданчика, залишки рудної сировини, та інші об'єкти, що стали джерелами емісій і вторинної дисперсії радіонуклідів уранового ряду. Під впливом вітрового підйому та перенесення у приземному шарі атмосферного повітря утворюється техногенно-забруднений радіоактивний пил на території майданчика і прилеглих територіях.

Спостереження за аерозольним забрудненням атмосферного повітря та факторами, що впливають на розповсюдження аерозолів і формування інгаляційних шляхів забруднення, стали важливим елементом об'єктових програм радіаційного моніторингу, які здійснюються на майданчиках колишнього ВО «ПХЗ» з 2005 р. Регулярні спостереження проводилась спільно із співробітниками ДП «Бар'єр», метеостанції м. Кам'янське, Інституту з проблем безпеки АЕС, відділу радіаційного моніторингу природного середовища УГМІ, за участю лабораторії фізико-хімічного аналізу ДНІЦ СКАР. На основі отриманих даних про стан забруднення територій, ґрунтів і аерозолів за даними спостережень також виконувалися моделювання і прогностичні оцінки можливого вітрового перенесення аерозолів разом із спеціалістами відділу інформатики навколишнього середовища ІПММС НАНУ [1].

Систематичні спостереження проводилися на 8-ми стаціонарних пунктах: у межах Дніпродзержинського промислового майданчика, а саме: на території зон впливу 4-х хвостосховищ, навколо забрудненої будівлі № 103, а також на фоновому майданчику метеостанції м. Кам'янське за межами території колишнього ВО «ПХЗ». Крім того спостереження проводилися на території колишнього сховища уранових руд «База «С», хвостосховища «Сухачівське» між секціями 1 і 2 та за межами пункти уранових об'єктів у населеному мкр. Таромське (потенційна зона впливу).

Стаціонарні пункти облаштовувались планшетними пробовідбірниками для збору сухих аерозольних випадінь із атмосфери, що давало змогу оцінити ефекти розповсюдження пилу на території. Спостереження за показниками об'ємної концентрації радіонуклідів проводилися ізокінетичними відбірниками аерозолів, а також пересувними повітря-фільтруючими відбірниками. Всього за період 2005-2012 рр. проведено 66 серій спостережень із двотижневою експозицією, охоплюючи літній та осінній періоди, а також відібрано близько сотні проб аерозолів портативними відбірниками на території, які проаналізовано на вміст радіонуклідів уран-торієвих рядів.

Узагальнення метеорологічних даних щодо оцінок напрямку і швидкості вітру помісячно за період спостережень показали, що у другій половині року на цій території переважають вітри південно західного напрямку (41 % випадків), при чому більша частина їх (27 %) має місце протягом літнього періоду. В осінні періоди їхня частина зменшується до 10 %, тоді як переважають вітри південного напрямку, які спостерігалися у 26 % випадків.

Узагальнення та аналіз метеорологічних даних спільно із даними про характеристики забруднення аерозолів дали змогу визначити, що рознесення радіоактивних частинок під впливом вітру відбувається переважно у межах самого майданчика у південно-східному напрямку промислової зони і не має суттєвого впливу на території проживання населення міста. Показано, що навіть в умовах найбільш несприятливих для вітрового переносу (значні вітри із переважно сухими сезонами) не має суттєвого розносу радіоактивних аерозолів за межі майданчика, що підтверджується також результатами математичного моделювання [1].

Для визначення динаміки об'ємних концентрацій та щільності радіоактивних випадін у межах колишнього уранового виробництва виконано порівняння результатів спостережень на майданчику по відношенню до багаторічних даних фонових спостережень, як середнє багаторічне значення, включаючи 5% найбільших значень із всього ряду спостережень. Фонові значення об'ємної активності U^{238} і Ra^{226} в аерозолях визначено, відповідно, як 4,2 і 4,4 мкБк/м³. Характеристики фонових показників щільності випадін урану і радію визначено показниками 0,05 і 0,06 мкБк/м²·с відповідно.

Для отриманих даних спостережень об'ємної активності та щільності випадін U^{238} , Ra^{226} , Pb^{210} , Th^{232} для кожного пункту спостережень були розраховані середні значення (Avg), середньоквадратичне відхилення (STD), часова мінливість (Cv) (спів-відношення STD до Avg), медіана, мінімальні і максимальні значення, інтегральний показник Q_f (відносно до фонові концентрації значення), оціне-но середні значення швидкості аерозольних випадін W_g (м/с).

Для більшості пунктів спостережень Cv перевищує рівень 0,75, що свідчить про значну варіабельність даних цих показників, які мають широкий діапазон коливань залежно від пори року, а також за різні роки спостережень. На варіабельність отриманих оцінок вмісту радіоактивних аерозолів суттєво впливали техногенні фактори впливу. Так було визначено в періоди проведення земляних робіт на майданчику суттєво зростали, вміст пилу, а відповідно і вміст радіонуклідів у приземному шарі атмосфери. Масиви даних для кожного пункту спостережень розділяються як найменш на 2 групи: - із низькими рівнями вмісту радіоактивних аерозолів для даного пункту спостережень і відносно високими, що відбиралися за критерієм відхилення від розрахункового середнього значення за весь період спостережень у 2,0 і більше разів. Статистичний аналіз таких груп даних спостережень дав змогу оцінити середні значення для періодів із відносно низьким і підвищеними рівнями забруднення атмосферного повітря на майданчику, а також оцінити частоту випадків із високим вмістом забруднення, пов'язуючи їх із впливом певних чинників регулярної (спланованої виробничої діяльності) або нерегулярної природи (певних метеорологічних умов).

При узагальненні і статистичному аналізі багаторічних даних спостережень відносних рівнів об'ємної активності і щільності випадін (Q_f для визначених радіонуклідів) на всіх стаціонарних пунктах спостережень було виділено 4 групи рівнів забруднення: низьке, що визначається у 50 % випадків всіх спостережень, при якому фоновий рівень забруднення було перевищено не більше, ніж у 2 рази ($Q_f \leq 2$); підвищене, що спостерігається у 40 % випадків, за умов коли рівні забруднення аерозолів зростали до 10 разів на фоновими ($Q_f \leq 10$); і випадки відносно високого забруднення 10 % випадків коли забруднення атмосферного повітря зростало більше ніж у 25 разів ($Q_f \leq 25$). Умови високого забруднення із перевищенням вмісту радіонуклідів над фоновими до 50 разів спостерігалися лише у 2 % випадків ($Q_f \leq 50$). За таких умов відносно високих і високих випадків забруднення, які спостерігалися переважно в сухі весняно літні періоди, суттєво знизити забруднення можливо шляхом засобів зменшення пилу зволожуючи територію.

Основний внесок у радіоактивне забруднення аерозолів мали вміст U^{238} , Ra^{226} , що асоційовані із частинками пилу, а також частково вмістом Pb^{210} . Вміст радіонуклідів з ряду Th^{232} спостерігалися на фоновому рівнях, що підкреслює техногенний характер формування радіоактивного пилу і необхідність контролю інгаляційних шляхів опромінення на майданчику, особливо в умовах початку будівельних робіт з демонтажу будівель і спорудження ґрунтового покриття хвостосховищ колишнього уранового виробництва.

Найбільш високі рівні забруднення ($Q_f > 50$) радіонуклідами U^{238} і Ra^{226} відзначалися в періоди проведення земельних робіт на хвостосховищах «Південно-Східне» і «Центральний Яр», тобто в період дії факторів регулярної природи (спланованої антропогенної діяльності), а також на ділянках із високим рівнем забруднення поверхневого шару ґрунту (сховище «База С») на відстані до 50 м.

Показано також приклади випадків збільшення активності U^{238} , Ra^{226} в аерозолях до відносно високого радіаційного забруднення ($10 \leq Q_f \leq 25$) в умовах прояву факторів нерегулярних природних процесів (швидкості і напрямку вітру, кількості опадів, періодів штилів). Такі випадки не є довготривалими – прояви їх відзначаються в 5 - 7 % від загальної кількості спостережень.

Наведено результати спостережень з аналізом факторів, що впливають на процеси вітрового підйому і перенесення радіоактивних аерозолів з різних забруднених майданчиків в умовах дії природних та антропогенних чинників, що призводять до аерозольного забруднення.

1. А. Халченков и др. Моделирование атмосферного переноса радионуклидов в составе частиц пыли в окрестностях объектов хранения радиоактивных отходов. Проблемы безопасности атомных электростанций і Чернобиля 27 (2016) 19.

ОЦІНКА РАДІАЦІЙНО-ХІМІЧНОГО ЗАБРУДНЕННЯ ПІДЗЕМНИХ ВОД НА ТЕРИТОРІЇ КОЛИШНЬОГО ПІДПРИЄМСТВА З ПЕРЕРОБКИ УРАНОВИХ РУД

Т. В. Лаврова, К. О. Кориченський, О. В. Войцехович, С. Б. Соколов

Український гідрометеорологічний інститут ДСНС України та НАН України, Київ, Україна

Виконано аналіз багаторічних даних спостережень за хімічним станом і рівнем радіоактивного забруднення підземних вод на території колишнього підприємства з переробки уранових руд ВО «Дніпровський хімічний завод» (ВО «ПХЗ» м. Кам'янське). За період роботи підприємства на цій території було утворено 6 хвостосховищ. Хвостосховища «Західне», «Центральний Яр», «Південно-Східне» (4% загального об'єму утворених відходів) розташовані на території підприємства у перегороджених ярах на схилах надзаплавної тераси. Найбільші за об'ємами хвостосховища («Дніпровське» (30 %) і дві секції «Сухачівського» (66 %)) розташовані за межами колишнього промислового майданчика. Хвостосховище «Дніпровське» розташовано між заплавами річок Дніпро та Коноплянка на відстані 0,8 - 1,2 км від промайданчика ВО «ПХЗ». Згідно з розрахунками [1] до р. Коноплянка надходить лише незначна частина підземного фільтраційного потоку, що формується з боку промислового майданчика колишнього ВО «ПХЗ». Основна частина потоку підземних вод проходить під руслом р. Коноплянки і потім об'єднується із водою, що інфільтрується через тіло хвостосховища «Дніпровське» і вже далі розвантажується у р. Дніпро.

Усі хвостосховища стали джерелами повільного хімічного і радіаційного забруднення різних водоносних горизонтів, оскільки вони не були обладнані протифільтраційними бар'єрами (виключення – друга секція хвостосховища «Сухачівське»). Тому, сформоване за час функціонування підприємства, забруднення поступово переміщується у напрямках руху підземних вод.

На території колишнього ВО «ПХЗ» регіональне поширення має алювіальний водоносний горизонт (Q_{IV}), в меншій мірі водоносні горизонти лесових суглинків і супісків (Q_{II-III}) і тріщинуватих кристалічних порід докембрію (AR-PR). Їхнє живлення відбувається за рахунок інфільтрації атмосферних опадів, вищезалігаючих водоносних горизонтів, в заплавах річок в період паводків – за рахунок поверхневих водотоків. В межах чаш хвостосховищ сформувались техногенні водоносні горизонти («Західне» - тимчасовий, «Дніпровське» - постійний). Потоки підземних вод, обумовлені природними факторами, від хвостосховищ напрямлені у бік р. Коноплянка і р. Дніпро [1].

Моніторингові дослідження забруднення підземних вод проводилися протягом періодів з 2005 по 2013 р. і 2016 - 2017 рр. на існуючій мережі спостережницьких свердловин, розташованих за напрямками фільтраційних потоків від хвостосховищ «Західне», «Центральний Яр», «Дніпровське» до місць їхнього розвантаження у річки Коноплянка і Дніпро.

Спостереження проводились 1 раз на рік в період осінньої межени. Підчас відбору вимірювався рівень підземних вод та фізико-хімічні властивості (рН, Eh, t, EC, TDS) води. У відібраних пробах води за стандартними методиками визначались основні гідрохімічні показники якості води: мінералізація, жорсткість, концентрація основних катіонів та аніонів, а також показники радіаційного забруднення, а саме: сумарна альфа-активність та об'ємна активність $^{238,234}\text{U}$, ^{226}Ra , ^{210}Pb , ^{210}Po .

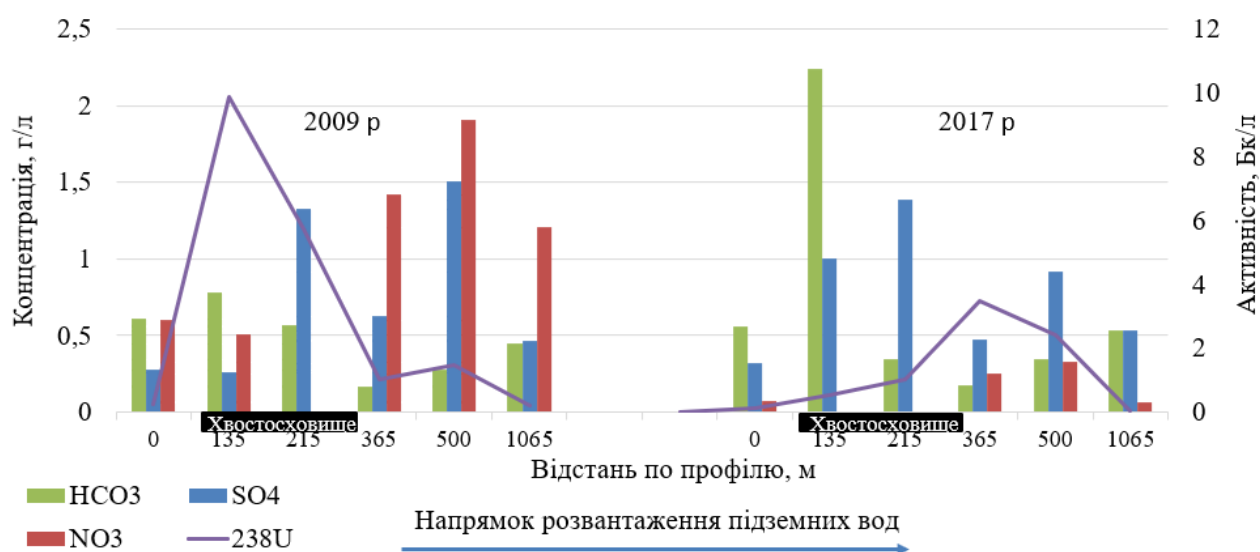
Для узагальнення багаторічних даних розраховувались середні значення показників забруднення, їхні середньоквадратичні відхилення і коефіцієнта варіації (W, %). Критерієм постійної (тривалої за часом) амплітуди варіації певного показника, що свідчить про стабільність дії на нього комплексу незалежних природних і антропогенних факторів, обрали $W \leq 30$ %. Для оцінки рівня хімічного забруднення використовували розраховані «умовно фонові» рівні, що спостерігаються в свердловині, що розташована вище тіла хвостосховища «Західне», за середніми даними вибірки 2016 - 2017 рр., яким притаманні мінімальні значення, але навіть при цьому вміст сульфат-, нітрат-аніонів, катіону натрію майже досягають ГДК.

Аналіз даних за весь період спостережень (2007 - 2017 рр.) дав змогу встановити діапазони коливань для гідрохімічних і радіаційних параметрів забруднення вод, виявити тенденції переміщення меж їхнього забруднення від джерел забруднення (тіла хвостосховища) у вертикальному (у нижче розташовані горизонти) і горизонтальному (вздовж лінії руху підземних вод) напрямках. Основні ділянки із високим рівнем хімічного і радіаційного забруднення (у сотні разів порівняно із фоном за певними показниками) зосереджені в межах територій розташування хвостосховищ, і, головним чином, притаманно водам з техногенного горизонту. Порівняно високе забруднення, що до 20 разів перевищує фонові показники, спостерігалися у підземних водах під тілом хвостосховищ і у безпосередній близькості до них (50 - 100 м). Коливання вмісту більшості мікроелементів були незначними ($W \leq 30$ %), що свідчить про постійний характер дії незалежних природних і антропогенних чинників.

Зміни гідрохімічного типу підземних вод вздовж всієї лінії руху фільтраційних потоків (на відстані до 1 км), свідчать про наявність трансформаційних процесів, які обумовлені розповсюдженням їхнього хімічного забруднення під впливом хвостосховищ на фоні відносно постійного впливу хімічного забруднення всієї промислової території.

За період з 2007 по 2017 р. в гідрохімічному складі вод має місце тенденція до зменшення загальної мінералізації (для більшості пунктів спостережень). Головним чином, це обумовлено поступовим зменшенням у підземній воді вмісту нітрат-іонів (до 500 разів в окремих свердловинах). За рахунок процесів самоочищення у 2017 р. його вміст на рівні 0,9 - 1,2 ГДК в підземних водах відзначається лише на території I-ї надзаплавної тераси.

Аналіз даних вмісту радіонуклідів у підземних водах свідчить про їхнє істотне забруднення, переважно ураном ($^{238,234}\text{U}$), що на 70 - 95 % обумовлює загальну альфа-активність вод. Максимальна активність $^{238,234}\text{U}$ спостерігалась у техногенному горизонті на рівні 5 - 10 ГДК («Дніпровське») і 20 - 130 ГДК («Західне»). В алювіальному горизонті під тілом хвостосховищ активність $^{238,234}\text{U}$ зменшується до 0,1 - 2,0 ГДК («Центральний Яр», «Західне»), 0,6-20 ГДК («Дніпровське»). На границі хвостосховищ – 0,05 - 0,2 ГДК («Дніпровське»), 60 - 120 ГДК («Західне»). На відстані 150 м нижче за потоком – 5 - 9 ГДК («Західне», «Центральний Яр»), 360 м – 0,04 - 0,15 ГДК («Західне») 0,3 - 0,6 ГДК («Центральний Яр»). На кожному із хвостосховищ визначені специфічні тенденції у формуванні і розповсюдженні радіаційного і хімічного забруднення вод. Зокрема, розглядаються особливості формування забруднення підземних вод під впливом виносу радіонуклідів і хімічних елементів із тіла хвостосховищ «Західне», «Центральний Яр» і «Дніпровське» [3]. Приклад динаміки забруднення для хвостосховища «Центральний Яр» показано на рисунку.



Динаміка розподілу хімічного і радіаційного забруднення на прикладі підземних вод зони впливу хвостосховища «Центральний Яр» за напрямком їхнього розвантаження.

У роботі також виконано аналіз кореляції між хімічним і радіаційним забрудненням підземних вод, визначено темпи розповсюдження радіоактивно забруднених вод у напрямку їхнього розвантаження у рр. Коноплянка і Дніпро.

Результати спостережень дали змогу виконати оцінку швидкості розвантаження підземних вод у поверхневі водні об'єкти. Отримані дані спостережень використано для валідації гідрогеологічної математичної моделі, зокрема, дали змогу провести калібрування регіональної фільтраційної моделі для території ПХЗ і виконати розрахунки виносу радіонуклідів з підземними водами у річки Дніпро і Коноплянка. Показано, що сучасний вплив підземних вод на забруднення поверхневих вод є незначним.

1. Прогнозна оцінка виносу радіонуклідів із хвостосховищ водними шляхами. Закл. звіт ТОВ Гео-Еко-Консалтинг (кер. О. Скальський) за дог. з ДП «Бар'єр» 1/09 від 09.06.09, Київ, 2009 [укр.]
2. Виконання комплексного моніторингу навколишнього природного середовища. Закл. звіт ТОВ «Екомонітор» (кер. О. Войцехович) за дог. з ДП «Бар'єр» 02-17 від 26.07.2017, Київ, 2017 [укр.]
3. K.O. Korychenskyi et al. Speciation and mobility of uranium in tailings materials at the U-production legacy site in Ukraine. Nucl. Phys. At. Energy 19(3) (2018) 270.

РАДІОМЕТРИЧНЕ ДАТУВАННЯ ДОННИХ ВІДКЛАДІВ ГІРСЬКОГО ОЗЕРА СИНЕВИР (УКРАЇНСЬКІ КАРПАТИ) ЗА ^{210}Pb

Г. В. Лаптєв¹, Л. С. Пірнач¹, Г. В. Лісовий¹, Г. А. Деркач¹, Ю. Ю. Тюх²

¹ Український гідрометеорологічний інститут ДСНС України та НАН України, Київ, Україна

² Національний природний парк «Синевир», Закарпатська обл., Україна

Датування об'єктів довкілля, зокрема донних відкладів замкнутих водойм, є дієвим інструментом для відтворення хронології антропогенного навантаження на довкілля в період індустріального розвитку останнього століття або внаслідок кліматичних змін. У таких дослідженнях непорушені екосистеми, що не піддавалися, або мало піддавалися забрудненню, застосовують у якості фонових об'єктів порівняння [1].

В Українському гідрометеорологічному інституті (УкрГМІ) накопичено достатній досвід успішного застосування методів радіометричного датування з використанням «нерівноважного» ^{210}Pb для різних типів природних осадових архівів, таких як антарктичний лід або глибоководні морські осади [2, 3].

Принципи датування хронології накопичення донного осаду зводяться до визначення пошарового вертикального розподілу активності природних радіонуклідів ^{226}Ra та ^{210}Pb у колонці донних відкладів. Вертикальний профіль активності «нерівноважного» ^{210}Pb будується за результатом віднімання активності ^{226}Ra від загальної вимірної активності ^{210}Pb для кожного з шарів. Датування проводять за допомогою спеціальних математичних моделей [4].

Для підтвердження коректності результатів датування по ^{210}Pb користуються додатковою інформацією про вміст антропогенних радіонуклідів, таких як ^{137}Cs і ^{241}Am – продуктів ядерних випробувань в атмосфері або аварій.

Метою даного дослідження було апробування зазначеного методу для донних відкладів гірського озера, розташованого в Українських Карпатах. Навесні 2019 р. комплекс польових робіт провели на унікальних об'єктах НПП «Синевир». Так на самому оз. Синевир, серед іншого, виконали батиметричне визначення глибини озера і відібрали непорушені колонки донних відкладів. На оз. Дике, сфагнових оліготрофних болотах Замшатка та Глуханя відбирали проби сфагнового моху.

На основі польової батиметричної зйомки дна оз. Синевир побудовано карту глибин, а зонах максимальних глибин відібрали непорушені колонки донних відкладів (рис. 1).

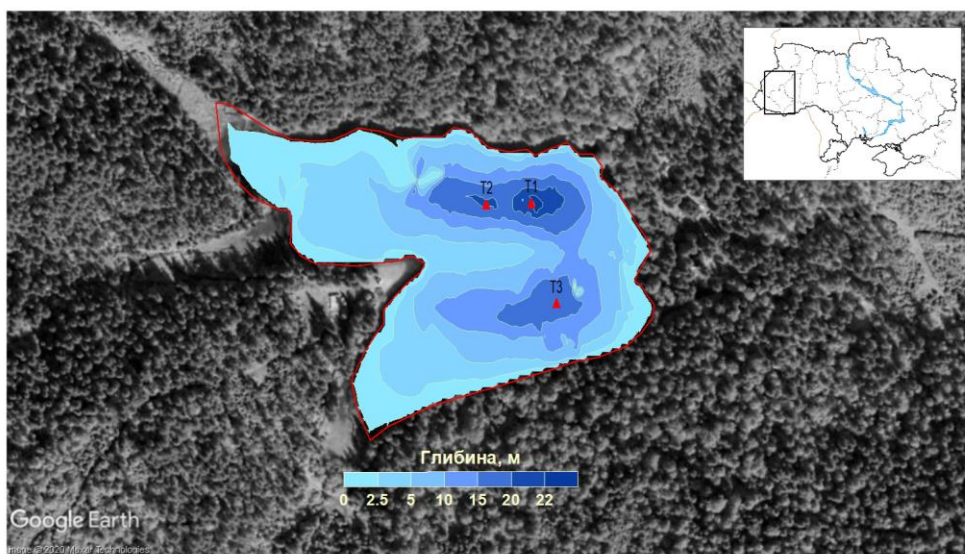


Рис. 1. Карта глибин оз. Синевир і точки відбору донних відкладів.

Встановлено наявність вертикальної стратифікації озера Синевир за відсутності розчиненого кисню на глибинах понад 10 м. Скоріш за все, така стратифікація має постійний характер, оскільки донні відклади мають ламіновану (шарувату) структуру, з чітким визначенням фрагментів накопичення осаду на дні озера.

Проведено датування відібраних колонок донних осадів по ^{210}Pb (рис. 2). Воно підтвердилося інформацією про вертикальний розподіл вмісту антропогенного ^{137}Cs , пікові концентрації якого датовані як 1963 (максимум глобальних випробувань ядерної зброї) і 1986 (аварія на ЧАЕС) роки задовільно збігаються з хронологічними датами, отриманими за свинцевим методом. Встановлено варіації швидкості опадонакопичення на дні озера Синевир за останні 120 років, а також епізоди імпульсного потрапляння до озера продуктів ерозії з водозбору внаслідок снігових лавин або екстремального сніготанення.

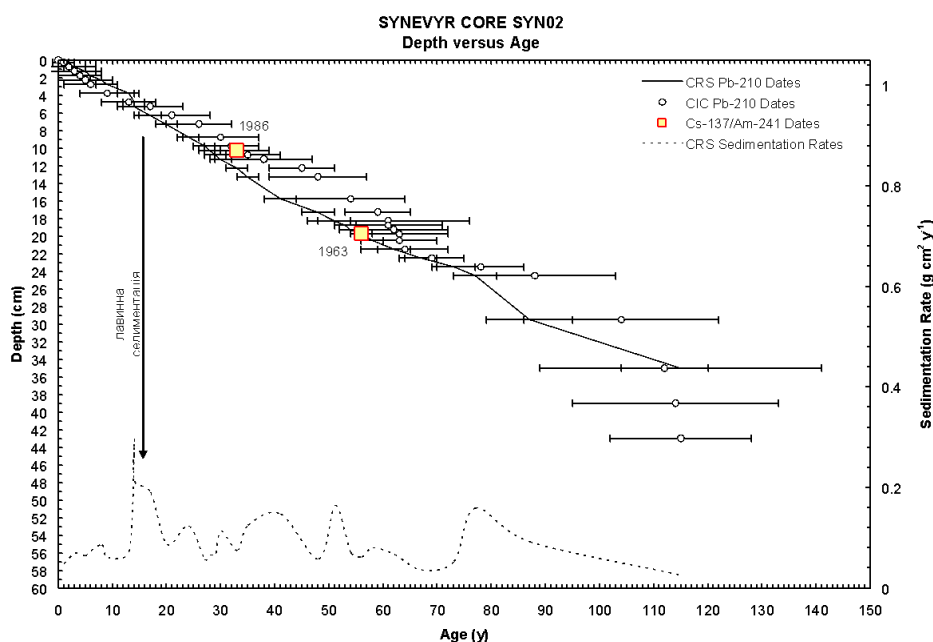


Рис. 2. Даткування донних відкладів оз. Синевир за «нерівноважним» ^{210}Pb .

Отримані результати дають підстави вважати оз. Синевир не тільки привабливим туристичним об'єктом, але й потужним геохронологічним архівом для вивчення історії трансформації потоків осадового матеріалу, що несуть на собі свідчення зростання антропогенного навантаження або наслідки триваючих кліматичних змін [5].

1. P.G. Appleby. Radiometric dating of sediment records in European mountain lakes. *Limnol.* 59(1) (2000) 1.
2. Г.В. Лаптев, А.Б. Костеж, В.Ф. Грищенко О датировании антарктического льда по содержанию ^{210}Pb . *Наук. праці Укр НДГМІ* 247 (1999) 207.
3. Г.В. Лаптев, О.В. Войцехович. Перспективы радиометрического датирования как базового инструмента морской литодинамики современных морских осадков. В кн.: Матер. Междунар. конф. «Литодинамика донной контактной зоны океана» ИОРАН, Москва, 14 - 17 сент. 2009 г. (Москва, 2009) с. 151.
4. P.G. Appleby et al. The transport and mass balance of fallout radionuclides in Blelham Tarn, Cumbria (UK). *Journal of Paleolimnology* 29(4) (2003) 459.
5. G. Laptev. The Black sea SST reconstruction for the past 2000 years using radiometrically dated sediment records from abyssal plain and continental slope. In: Intern. Symp. on Isotopes in Hydrology, Marine Ecosystems, and Climate Change Studies, Monaco, 27 March - 1 April 2010 (Monaco, 2010).

ДОСЛІДЖЕННЯ ВИПАДІНЬ У СТАВКУ-ОХОЛОДЖУВАЧІ ЧАЕС

А. І. Липська, **В. І. Ніколаєв**, В. А. Шитюк, Н. В. Куліч, Л. В. Садовніков

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Дослідження вмісту радіонуклідів у зразках ґрунту, відібраних у руслі ставка-охолоджувача ЧАЕС має актуальний характер у зв'язку з дослідженнями міграційних процесів, обумовлених різними геофізичними і геохімічними умовами, що впливають на проникнення радіоактивних ізотопів, що випали в глибокі шари ґрунту. Для дослідження були відібрані зразки з різних місць ставка-охолоджувача у вигляді кернів на глибину 30 см. Вимірювання зразків проводилося на спектрометрі фірми CANBERRA з напівпровідниковим детектором із надчистого германію з берилієвим вікном. Роздільна здатність на лінії ^{60}Co 1,33 не гірше 2,1 кеВ, при відносній ефективності 40 % до стандартного детектора NaJ(Tl) розмірами 3"×3". На рис. 1 зображено фрагмент спектра з низькоенергетичної його частини.

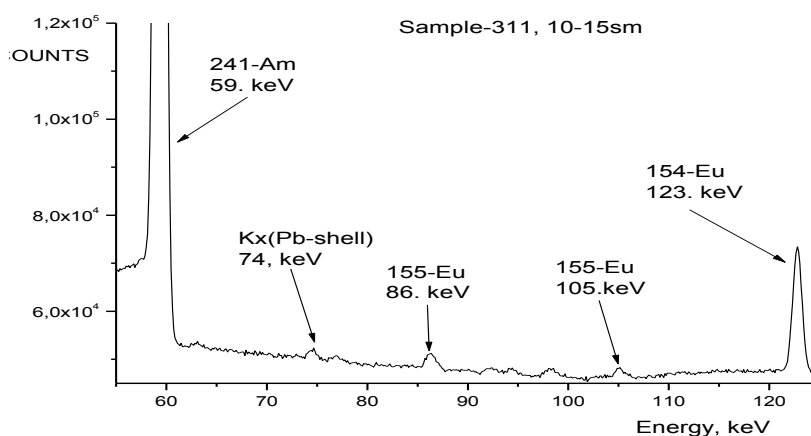


Рис. 1. Фрагмент гамма-спектра зразка 311 шар 10 - 15 см.

Як бачимо, в низькоенергетичній частині спектра з високою точністю визначається лінія 59,5 кеВ ізотопу ^{241}Am , а також лінії ізотопів ^{154}Eu (123 кеВ) і ^{155}Eu (86 і 105 кеВ).

На рис. 2 у високоенергетичній частині спектра ми також бачимо лінії ізотопів ^{60}Co (1172; 1331 кеВ) і ^{154}Eu (1274 кеВ) не дивлячись на відносно невеликі активності цих нуклідів у зразку.

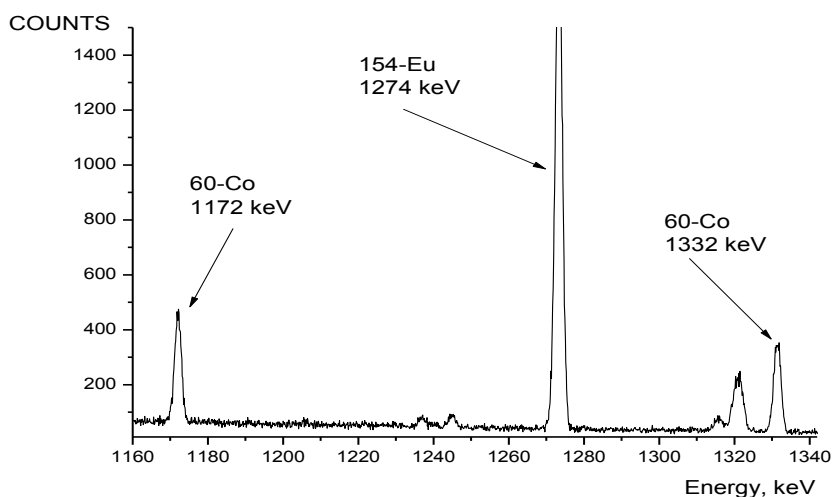


Рис. 2. Високоенергетична частина спектра зразка 311.

В окремих розрізах маємо аномальне співвідношення активностей ^{137}Cs і ^{241}Am для різних шарів. Так на глибині 10 - 15 см у деяких ядрах активність цих радіонуклідів перевищує їхню активність у поверхневому шарі 0 - 5 см на порядок. Тому особливу увагу ми приділяли вимірюванню концентрацій радіонуклідів у шарі 10 - 15 см. У таблиці наведено результати вимірювань концентрацій активностей виявлених радіонуклідів на глибині 10 - 15 см у розрахунку на зразок на дату вимірювання, та у перерахунку на 1986 р. на час аварії.

Результати вимірювання зразка 311, шар 10 - 15 см

| Ізотоп | Е-гамма, кеВ | А (Бк/зразок) на 05.02.2020 р. | А (Бк/зразок) на 26.04.1986 р. |
|-------------------|--------------|-----------------------------------|-----------------------------------|
| ²⁴¹ Am | 59 | 684 | |
| ¹⁵⁵ Eu | 86 | 4,31 | 485 |
| ²⁴³ Cm | 103 | 0,82 | 1,9 |
| ¹⁵⁴ Eu | 123 | 28,5 | 408 |
| ¹³⁷ Cs | 661 | 10260 | 22400 |
| ⁹⁴ Nb | 701 | 2,0 | |
| ⁶⁰ Co | 1333 | 1,75 | 149 |

Особливу увагу викликає зростання активності ²⁴¹Амеріцію в порівнянні з характерним співвідношенням його вкладу в активність паливних випадіннь. Зауважимо, що таке співвідношення характерне для паливовмісних матеріалів, що знаходяться в об'єкті «Укриття».

Друга особливість – це аномально високий вміст ізотопів ⁶⁰Со і ⁹⁴Nb, яке буває типовим лише для конструкційних матеріалів. Ми раніше проводили дослідження впливу установки конфайнмента на радіаційний стан довкілля в яких було виявлено вміст цих ізотопів у поверхневому шарі ґрунту і з таким же самим співвідношенням активностей [1]. Однак, зараз вимірювання проводилися для зразків з глибини 10 - 15 см. Тому можна вважати, що в зразках, що аналізуються мають присутність випадіння, що вміщують конструкційні матеріали.

На разі активність ⁶⁰Со в конструкційних матеріалах 2-го блока ЧАЕС у 20 - 40 разів більше активності ⁹⁴Nb. Для 4-го блока ЧАЕС активність ⁶⁰Со співрозмірна з активністю ⁹⁴Nb. На наш погляд, це пов'язано з тим, що в аварійному реакторі були температури близько 1800 °С. Це могло привести до більш інтенсивного випарювання ⁶⁰Со відносно до ⁹⁴Nb, оскільки температура плавлення кобальту 1495 °С а ніобію 2468 °С. На підтримку цієї гіпотези свідчить і високе вигорання палива, що дорівнює (14,2 ± 0,9) (МВт/добу кг урану), яке ми визначили із співвідношення ізотопів європію ¹⁵⁴Eu до ¹⁵⁵Eu, що збігається із найбільшим вигоранням твелів 13,7 (МВт/ добу кг урану).

1. М.В. Желтоножская и др. Исследования чернобыльских выпадений в 30-км зоне ЧАЭС после установки конфайнмента. Ядерна фізика та енергетика 20(3) (2019) 258.

МАСШТАБНІ КОЕФІЦІЄНТИ ДЛЯ ВИЗНАЧЕННЯ ВАЖКОВИМІРЮВАНИХ РАДІОНУКЛІДІВ У РАДІОАКТИВНИХ МАТЕРІАЛАХ ДСП ЧАЕС

А. М. Максименко¹, М. Д. Бондарьков¹, В. О. Сейда², В. О. Кислюк²

¹ ДНДУ «Чорнобильський центр з проблем ядерної безпеки, радіоактивних відходів та радіоекології»
ДАЗВ України, Славутич, Київська обл., Україна

² Державне спеціалізоване підприємство «Чорнобильська АЕС», Славутич, Київська обл., Україна

Рівні звільнення радіоактивних матеріалів від регулюючого контролю шляхом припинення встановлені гігієнічними нормативами МОЗ (1) в одиницях питомої активності радіонуклідів. Залежно від специфіки практичної діяльності на підприємстві можуть утворюватися як так звані «легковимірювані» так і важковимірювані радіонукліди. Різниця між ними полягає в тому, що «легковимірювані» радіонукліди можуть бути виміряні прямими методами, наприклад методом спектрометрії енергій гамма-випромінювання, а визначення «важковимірюваних» радіонуклідів потребують застосування непрямих, коштовних методів вимірювання, включаючи радіохімічні. Застосування останніх для кожної партії радіоактивних матеріалів значно збільшує вартість робіт зі звільнення радіоактивних матеріалів від регулюючого контролю у рамках практичної діяльності (2). Для вирішення цієї проблеми у світовій практиці характеризації низько- і середньо-активних радіоактивних відходів застосовується метод «методологія радіонуклідного вектора» або «метод масштабуючих коефіцієнтів». Зазначена методологія використовується для характеризації радіоактивних відходів у більшості країн, що використовують ядерну енергію, та описана у публікації МАГАТЕ NW-T-1.18 (3) та в ISO 21238 2007 (4).

На ЧАЕС за часи експлуатації утворилася велика кількість радіоактивних матеріалів, які потенційно можуть бути звільнені від регулюючого контролю, за умови забезпечення критеріїв звільнення встановлених порядком звільнення [2]. Для проведення досліджень у якості об'єкта було вибрано метал (вуглецева сталь) обладнання машинної зали першої черги ЧАЕС. Попереднє радіоактивне обстеження показало, що об'єкт дослідження має тільки поверхневе радіоактивне забруднення і присутнє знімне радіоактивне забруднення. Відповідно до [2] однією з умов звільнення є відсутність знімного радіоактивного забруднення. Таким чином для підготовки матеріалу до звільнення його необхідно дезактивувати. У зв'язку з тим, що дезактивація може вплинути на співвідношення радіонуклідів і розподіл активності по об'єму матеріалу постало питання можливості застосування коефіцієнтів масштабування для дезактивованого металу визначених за результатами вимірювання радіонуклідів в недезактивованому металі. Відповідь на це питання може дати тільки дослідження радіологічних характеристик металу до і після дезактивації. Таким чином було поставлене завдання вивчити радіонуклідний склад радіоактивного забруднення до і після дезактивації металу, розрахувати коефіцієнти масштабування для кожного стану матеріалу.

Для вимірювання питомої активності радіонуклідів застосовували поширені методи спектрометрії енергій гамма-випромінювання і радіохімічні методи. У поверхневому забрудненні **недезактивованого** металу була виявлена активність таких радіонуклідів ¹⁴C, ⁵⁵Fe, ⁶⁰Co, ⁵⁹Ni, ⁶³Ni, ⁹⁰Sr, ⁹⁰Y, ^{93m}Nb, ⁹⁴Nb, ¹³⁷Cs, ¹⁵²Eu, ¹⁵⁴Eu, ²³⁸Pu, ^{239,240}Pu, ²⁴¹Pu, ²⁴¹Am, ²⁴²Cm, ^{234,244}Cm. У поверхневому забрудненні **дезактивованого** металу була виявлена активність таких радіонуклідів ⁶⁰Co, ⁶³Ni, ⁹⁰Sr, ⁹⁰Y, ¹³⁷Cs, ²³⁸Pu, ^{239,240}Pu, ²⁴¹Am. Для обох груп металу було встановлено, що в якості ключових радіонуклідів можуть використовуватися ⁶⁰Co і ¹³⁷Cs.

Коефіцієнти масштабування були розраховані як співвідношення медіанного значення важковимірюваного радіонукліда до медіанного значення відповідного ключового радіонукліда (табл. 1 та 2).

Таблиця 1. Розраховані значення масштабних коефіцієнтів для недезактивованого металу на 01.09.2019 р.

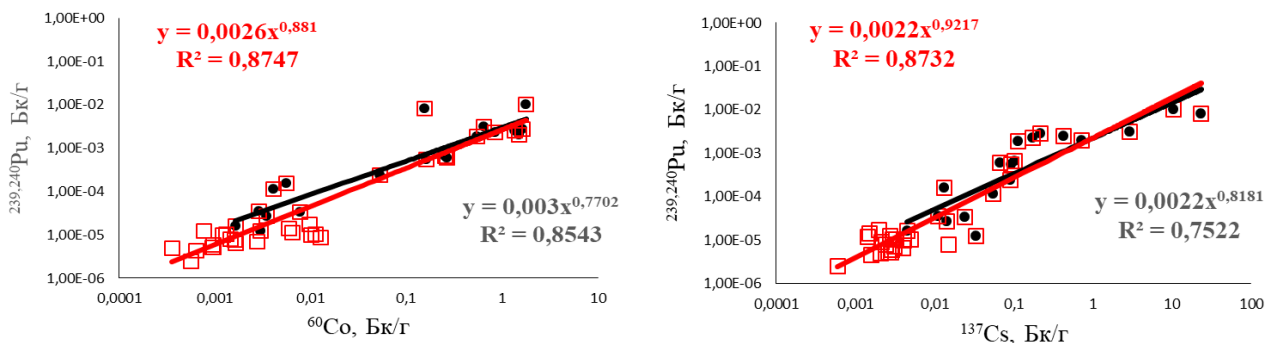
| ВВРН | Ключовий радіонуклід ¹³⁷ Cs | | Ключовий радіонуклід ⁶⁰ Co | |
|------------------|--|---|---------------------------------------|---|
| | $SF_{ВВРН/КРН} \cdot$ долі одиниці | Сумарна невизначеність $u_c(SF_{ВВРН/КРН}) k = 1,$ долі одиниці | $SF_{ВВРН/КРН} \cdot$ долі одиниці | Сумарна невизначеність $u_c(SF_{ВВРН/КРН}) k = 1,$ долі одиниці |
| ¹⁴ C | 1,78E-02 | 2,9E-01 | 1,03E-02 | 1,1E-02 |
| ⁵⁵ Fe | 3,12E+00 | 5,1E+01 | 1,81E+00 | 2,3E+00 |
| ⁶⁰ Co | 1,73E+00 | 2,8E+01 | 1,00E+00 | |
| ⁵⁹ Ni | 5,84E-01 | 9,6E+00 | 3,39E-01 | 3,8E-01 |

| ВВРН | Ключовий радіонуклід ^{137}Cs | | Ключовий радіонуклід ^{60}Co | |
|--------------------------|---|--|---|--|
| | $SF_{\text{ВВРН}/\text{КРН}}$, долі одиниці | Сумарна невизначеність $u_c(SF_{\text{ВВРН}/\text{КРН}}) k = 1$, долі одиниці | $SF_{\text{ВВРН}/\text{КРН}}$, долі одиниці | Сумарна невизначеність $u_c(SF_{\text{ВВРН}/\text{КРН}}) k = 1$, долі одиниці |
| ^{63}Ni | 1,39E+01 | 2,3E+02 | 8,06E+00 | 1,3E+01 |
| ^{90}Sr | 3,63E-02 | 7,9E-01 | 2,10E-02 | 3,0E-01 |
| ^{90}Y | 3,63E-02 | 7,9E-01 | 2,10E-02 | 3,0E-01 |
| $^{93\text{m}}\text{Nb}$ | 3,91E-01 | 6,6E+00 | 2,27E-01 | 8,2E-01 |
| ^{94}Nb | 3,97E-02 | 6,6E-01 | 2,30E-02 | 6,5E-02 |
| ^{137}Cs | 1,00E+00 | | 5,80E-01 | 9,6E+00 |
| ^{152}Eu | 1,09E-01 | 1,8E+00 | 6,34E-02 | 7,4E-02 |
| ^{154}Eu | 5,69E-02 | 9,4E-01 | 3,30E-02 | 3,8E-02 |
| ^{238}Pu | 6,06E-03 | 1,0E-01 | 3,51E-03 | 4,8E-03 |
| $^{239+240}\text{Pu}$ | 6,40E-03 | 1,1E-01 | 3,71E-03 | 6,9E-03 |
| ^{241}Pu | 3,01E-01 | 5,0E+00 | 1,75E-01 | 1,9E-01 |
| ^{241}Am | 1,74E-02 | 2,9E-01 | 1,01E-02 | 1,9E-02 |
| $^{243+244}\text{Cm}$ | 3,10E-03 | 5,1E-02 | 1,80E-03 | 2,6E-03 |

Таблиця 2. Розраховані значення масштабних коефіцієнтів для дезактивованого металу на 01.09.2019 р.

| ВВРН | Ключовий радіонуклід ^{137}Cs | | Ключовий радіонуклід ^{60}Co | |
|-----------------------|---|--|---|--|
| | $SF_{\text{ВВРН}/\text{КРН}}$, долі одиниці | Сумарна невизначеність $u_c(SF_{\text{ВВРН}/\text{КРН}}) k = 1$, долі одиниці | $SF_{\text{ВВРН}/\text{КРН}}$, долі одиниці | Сумарна невизначеність $u_c(SF_{\text{ВВРН}/\text{КРН}}) k = 1$, долі одиниці |
| ^{60}Co | 5,27E-01 | 4,46E-01 | 1,00E+00 | |
| ^{63}Ni | 4,45E+00 | 3,93E+00 | 8,44E+00 | 9,66E+00 |
| ^{90}Sr | 4,95E-02 | 2,43E-02 | 9,39E-02 | 8,25E-02 |
| ^{90}Y | 4,95E-02 | 2,43E-02 | 9,39E-02 | 8,25E-02 |
| ^{137}Cs | 1,00E+00 | | 1,90E+00 | 1,61E+00 |
| ^{238}Pu | 4,92E-03 | 2,50E-03 | 9,33E-03 | 8,28E-03 |
| $^{239+240}\text{Pu}$ | 2,51E-03 | 2,17E-03 | 4,76E-03 | 5,39E-03 |
| ^{241}Am | 1,48E-02 | 1,88E-02 | 2,80E-02 | 4,11E-02 |

Аналіз отриманих результатів показує, що значення питомої активності радіонуклідів забруднення дезактивованого металу значно менші за величиною, ніж значення питомої активності недезактивованого металу, але при об'єднанні в одну генеральну сукупність вони логічно доповнюють статистичну картину і не призводять до суттєвих змін у значеннях коефіцієнтів а і b рівнянь регресії, нахилі кривої регресії (рисунок). Візуально у більшості випадків апроксимуючі криві майже збігаються.



а

б

Графіки кореляційного зв'язку для недезактивованого металу і об'єднаної вибірки (дезактивованій і недезактивованій метал): а – $^{239, 240}\text{Pu}$ і ^{60}Co , 38 парних результатів; б – $^{239, 240}\text{Pu}$ і ^{137}Cs , 38 парних результатів. ● – експериментальні точки недезактивованого металу; □ – експериментальні точки дезактивованого металу.

Досліджено радіонуклідний склад радіоактивного забруднення металу до і після дезактивації. Показано, що радіоактивне забруднення сформовано тільки радіонуклідами штучного походження. За аналізом отриманих результатів запропоновано радіонукліди для обов'язкового контролю в потоках недезактивованого і дезактивованого металу. Для контролю в потоці недезактивованого металу запропоновано такі радіонукліди: ^{14}C , ^{55}Fe , ^{60}Co , ^{59}Ni , ^{63}Ni , ^{90}Sr , ^{90}Y , $^{93\text{m}}\text{Nb}$, ^{94}Nb , ^{137}Cs , ^{152}Eu , ^{154}Eu , ^{238}Pu , $^{239,240}\text{Pu}$, ^{241}Pu , ^{241}Am , ^{242}Cm , $^{234,244}\text{Cm}$. Для контролю в потоці дезактивованого металу запропоновано такі радіонукліди: ^{60}Co , ^{63}Ni , ^{90}Sr , ^{90}Y , ^{137}Cs , ^{238}Pu , $^{239,240}\text{Pu}$, ^{241}Am .

Показано, що для обох потоків у якості ключових радіонуклідів може бути застосовано ^{137}Cs і/або ^{60}Co .

Проведено аналіз кореляційного зв'язку між ВВРН і КРН. Показано, що значення питомої активності ключових радіонуклідів ^{137}Cs і ^{60}Co істотно пов'язані зі значеннями питомої активності ВВРН. Це дає можливість розглядати визначені рівняння регресії у якості масштабних коефіцієнтів за виконання правила сум [2].

1. Гігієнічні нормативи «Рівні звільнення радіоактивних матеріалів від регулюючого контролю». Затверджені постановою Головного санітарного лікаря України від 30.06.2010, № 22.
2. НП 306.4.159-2010 Порядок звільнення радіоактивних матеріалів від регулюючого контролю у рамках практичної діяльності.
3. IAEA Nuclear Energy Series NW-T-1.18. Determination and Use of Scaling Factors for Waste Characterization in NPP (Vienna, Austria, IAEA, 2009).
4. Scaling Factor Method to Determine the Radioactivity of Low- and Intermediate-level Radioactive Waste Packages Generated at Nuclear Power Plants, ISO 21238:2007.

РАДІОЕКОЛОГІЧНІ ДОСЛІДЖЕННЯ В ЗОНІ ВІДЧУЖЕННЯ ЧАЕС НА ТЕРИТОРІЯХ З РІЗНИМ РІВНЕМ РАДІОНУКЛІДНОГО ЗАБРУДНЕННЯ

**В. І. Ніколаєв¹, В. А. Шитюк¹, А. І. Липська¹, В. О. Желтоножський¹,
О. О. Бурдо¹, В. А. Костюк¹, В. І. Чурюмов¹, Д. О. Вишневський²**

¹ Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

² Чорнобильський радіаційно-екологічний біосферний заповідник, Чорнобиль, Київська обл., Україна

Унаслідок аварійних викидів на ЧАЕС величезна кількість радіонуклідів у різних фізико-хімічних формах потрапила в навколишнє середовище, що призвело до радіоактивного забруднення значних територій України. Основним джерелом поверхневого радіоактивного забруднення Чорнобильської зони відчуження (ЧЗВ) є різні види техногенних новоутворень: радіоактивні частинки змішаного складу, радіоактивні аерозолі та інші. ЧЗВ є унікальним полігоном з нерівномірною структурою розподілу радіаційних полів для дослідження міграції радіонуклідів у природних умовах та процесів самовідновлення екосистем після техногенного аварійного втручання. З 2014 р. розпочато осушення водойми-охолоджувача (ВО) ЧАЕС, забрудненого техногенними радіонуклідами внаслідок аварії, що призвело до оголення ложа та появи нових ґрунтово-рослинних комплексів. Оскільки у світі не існує аналогів робіт з планового виведення із експлуатації ВО з високим рівнем радіонуклідного забруднення, особливої актуальності набуває проведення радіоекологічного та радіобіологічного супроводу. Водночас на осушених ділянках ложа ВО відбувається докорінна зміна екосистеми, формування нових фітоценозів та життєвого простору для багатьох видів тварин з прилеглих територій, що є унікальним природним явищем. Здійснення радіоекологічного та радіобіологічного моніторингу є важливим та пріоритетним напрямком екологічної реабілітації радіаційно-забруднених осушених територій ВО ЧАЕС, оскільки це дасть змогу вперше накопичити та проаналізувати емпіричні дані щодо впливу радіоекологічних умов на процеси формування нової наземної біоти. Отже, дослідження особливостей біогеохімічної міграції та розподілу фізико-хімічних форм радіонуклідів у біогеоценозах є вкрай важливою та актуальною задачею, оскільки надає можливість кількісно та якісно оцінити міграційну здатність техногенних радіонуклідів аварійного викиду у компонентах лісових екосистем.

Мета роботи: дослідити радіонуклідний склад випадінь аварійних викидів та їхні фізико-хімічні форми, процеси міграції радіонуклідів у ґрунтах дослідних полігонів ЗВ ЧАЕС з різним ступенем радіонуклідного забруднення.

Матеріали та методи досліджень. Об'єкти дослідження: ґрунт, паливні частинки. У роботі використовували польові радіоекологічні, радіометричні, γ - β -спектрометричні методи та авторадіографії, а також метод послідовного хімічного екстрагування.

Результати досліджень. Радіоекологічні дослідження проводили на чотирьох дослідних полігонах ЧЗВ. Дослідницький полігон на території «Рудого лісу» (30°04'01.51"E, 51°23'22.18"N) знаходиться на відстані ~3 км від аварійного блока, на південно-західному сліді аварійних радіоактивних випадінь. Дозиметричне обстеження території виявило плямисту нерівномірність забруднення радіоактивними викидами. Для досліджень були обрані ділянки з високою потужністю експозиційної дози (2 - 3 мР/год). Методами γ - і β -спектрометрії у пробах ґрунту виявлено присутність радіонуклідів, що характерні для паливної компоненти викидів: ^{137}Cs , ^{90}Sr , ^{241}Am , ^{154}Eu , ^{155}Eu , $^{238-241}\text{Pu}$. Щільність радіоактивного забруднення ^{137}Cs території становила $20 \div 61$ МБк/м², ^{90}Sr – $5 \div 10$ МБк/м², а ^{241}Am та ізотопами Pu була практично однаковою у межах $0,5 \div 1,0$ МБк/м². Досліджено розподіл ^{137}Cs , ^{90}Sr та ^{241}Am по ґрунтовому профілю. Експериментальні дані свідчать, що основна активність радіонуклідів (80 - 90 %) знаходиться у верхніх шарах ґрунту на глибині 0 - 7 см, на глибині 25 - 30 см зареєстровано менше 1 % радіоактивності.

Авторадіографічні дослідження проб ґрунту виявили наявність значної кількості паливних частинок, що не зазнали деструкції до теперішнього часу, основна кількість «гарячих» частинок знаходиться у ґрунті до глибини 4 см, в шарі 4 - 7 см спостерігали поодинокі частинки. Отримані результати вказують на те, що відбувається поступова деструкція паливних частинок та вилуговування радіонуклідів. Встановлено, що міграція радіонуклідів на слідах паливних випадінь у верхніх шарах ґрунту до глибини 10 см відбувається переважно шляхом переміщення радіоактивних частинок.

З проб ґрунту були виділені високоактивні паливні частинки, активність яких була в межах 100 - 4000 Бк. Вони суттєво відрізнялись за розмірами, ізотопним складом та співвідношенням ізотопів. Виявлено, що радіоактивність ґрунту в основному зумовлена дрібнодисперсними високоактивними паливними частинками (≤ 2 мкм), проте були і більші (6 - 20 мкм). Після видалення високоактивних

частинок з ґрунту загальна радіоактивність верхнього шару зменшилась приблизно у 1,5 - 2 рази.

Визначено форми знаходження радіонуклідів у ґрунтах за допомогою методу послідовної екстракції. Встановлено, що у ґрунтах на слідах паливних випадів ^{137}Cs і ^{90}Sr в основному знаходяться у необмінних та фіксованих формах.

Вперше проведено радіоекологічні дослідження на стадії трансформації водної екосистеми (ВО ЧАЕС) у наземну. Полігон 1 розташовано на береговій лінії (до проведення гідротехнічних робіт) ВО (51°21'38.58"N 30° 8'23.50"E) – території, яка не зазнала змін у флористичних комплексах внаслідок трансформації ВО ЧАЕС, і яку можна характеризувати як стабільну екосистему. На полігоні переважають супіщані та дерново-підзолисті ґрунти. Потужність експозиційної дози 290 - 510 мкР/год, щільність потоку β -частинок над поверхню ґрунту була в межах 435 - 1200 $1/\text{см}^2\text{хв}$.

Полігон 2 знаходиться (51°22'20.60"N 30° 8'26.94"E) на території осушеної гарячої частини ВО ЧАЕС, межує з північною частиною розподільчої дамби та місцем розташування покинутої гідробіологічної лабораторії. Ґрунт в основному крупно-піщаний, складений значною мірою з черепашок дрейсени. Потужність експозиційної дози 80 - 163 мкР/год, щільність потоку β -частинок над поверхнею ґрунту була в межах 72 - 250 $1/\text{см}^2\text{хв}$.

Полігон 3 розташований на дамбі першої черги ВО ЧАЕС (51°22'20.60"N 30° 8'26.94"E) та осушеній гарячій частині ложа ВО. Ґрунтово-гідрологічні умови аналогічні до полігону 2, однак у поверхневому шарі ґрунту зустрічається менша кількість черепашок дрейсени.

Відповідно до проведених вимірювань, радіаційні умови на дослідних полігонах розрізнялись і мали певні особливості (таблиця). Слід відзначити, що відмінності між полігонами за величиною β -потоку і величиною потужності еквівалентної дози γ -випромінювання (ПЕД γ) були значними.

Середні значення (m; стандартне відхилення - SD) ПЕД γ і щільність потоку β -частинок (по 50 точок на кожній ділянці)

| Полігон | ПЕД γ , мР/год | | | Бета, імп $\text{см}^{-2} \text{хв}^{-1}$ | | |
|---------|-----------------------|-------|-------------|---|--------|------------|
| | m | SD | Діапазон | m | SD | Діапазон |
| 1 | 0,37 | 0,07 | 0,29 - 0,51 | 688 | 232,18 | 435 - 1200 |
| 2 | 0,93 | 0,44 | 0,07 - 1,53 | 115 | 43,98 | 72 - 250 |
| 3 | 0,22 | 0,032 | 0,11 - 0,40 | 254 | 141,03 | 102 - 620 |

Найбільшу ПЕД γ реєстрували на полігоні 2, а щільність потоку β -частинок – на полігоні 1.

Радіонуклідне забруднення ґрунтів в основному було представлено радіонуклідами: ^{137}Cs , ^{90}Sr , ^{241}Am . Розраховано значення питомої активності верхнього шару ґрунту (0 - 2 см) осушеного ложа ВО.

Досліджено розподіл ^{137}Cs , ^{90}Sr та ^{241}Am по ґрунтовому профілю (0 - 30 см); виявлено особливості вертикальної міграції радіонуклідів на осушених ділянках ВО ЧАЕС.

На полігонах ЧЗВ мало місце експоненційне зменшення активності радіонуклідів, тоді як на полігонах ВО реєстрували випадки аномального розподілу, що ймовірно зумовлено як особливостями архітекtonіки дна, так і гідротехнічними умовами ВО.

Одержані дані щодо радіонуклідного забруднення та міграційних процесів аварійних радіонуклідів на територіях з різним рівнем радіонуклідного забруднення ЧЗВ можуть бути основою для прогностичної оцінки поведінки техногенних радіонуклідів у довкіллі.

МОХИ ТА ЛИШАЙНИКИ ЯК ТЕСТ-ОБ'ЄКТИ МОНІТОРИНГУ РАДІОАКТИВНОГО ЗАБРУДНЕННЯ СОСНОВИХ ЛІСІВ УКРАЇНСЬКОГО ПОЛІССЯ ^{137}Cs

А. П. Павленко¹, О. О. Орлов²

¹ ДП «Лугинське лісове господарство», Лугини, Житомирська обл., Україна

² Поліський філіал УкрНДІЛГА, Житомир, Україна

Мохи та лишайники в якості тест-об'єктів для проведення моніторингу забруднення природних екосистем ^{137}Cs почали використовувати у період глобальних випадів «бомбових» радіонуклідів у 1950-ті – 1960-ті рр. (Марей и др., 1974). Дослідниками було наголошено на високій сорбційній ємності згаданих груп біоти до ^{137}Cs . Не маючи коріння, ці організми сорбують радіонуклід з аеральних випадів – сухих та мокрих. Після Чорнобильської катастрофи мохи та лишайники знову привернули увагу радіоекологів, зокрема, для проведення моніторингу радіоактивного забруднення лісових екосистем (Giovani et al., 1994).

В останні 10 років в Україні публікації щодо акумулятивної здатності мохів та лишайників відносно ^{137}Cs є поодинокими, вони лише опосередковано можуть бути використані для цілей моніторингу радіоактивного забруднення лісових екосистем ^{137}Cs .

Рослинні організми, які використовуються як тест-об'єкти моніторингу радіоактивного забруднення природних екосистем, мають відповідати кільком важливим критеріям (Guilite et al., 1990): вони повинні бути звичайно поширеними на території моніторингу (мати високу зустрічність); утворювати більш-менш щільні «килими» або слані, площу яких можливо легко виміряти; бажано, щоб тест-об'єкти можна було б знайти протягом всього року; тест-об'єкти повинні інтенсивно накопичувати радіонукліди; фітомаса видів повинна бути досить значною, щоб при багатократному відборі зразків для аналізів ці види існували на ділянках моніторингу протягом багатьох років; тест-об'єкти повинні легко відділятися від субстратів зростання.

Метою цієї роботи була всебічна оцінка різних видів мохів та лишайників як тест-об'єктів моніторингу забруднення екосистем соснових лісів ^{137}Cs .

Дослідження проведені у лютому 2020 р. у Житомирському Поліссі, на території ДП «Лугинське лісове господарство» на двох постійних пробних площах у контрастних лісорослинних умовах. Перша пробна площа (1,0 га) розташована у Повчанському лісництві, кварталі 50, виділі 16, у 70-річному сосновому лісі чорнично-зеленомоховому, у ТЛУ – В₃. На пробі проєктивне покриття мохів дорівнювало 75 - 95 %, у рівних частинах зустрічалися *Pleurozium schreberi* та *Dicranum polysetum*, у зниженнях зустрічався *Sphagnum capillifolium*; на стовбурах сосни звичайно зустрічався листуватий лишайник *Hypogymnia physodes*. Друга пробна площа (1,0 га) розташована у Липницькому лісництві, кварталі 26, виділі 15, у 40-річному сосняку лишайниковому на піщаній дюні, у ТЛУ – А₁. У цих умовах суцільний покрив утворювали епігейні лишайники – *Cladonia mitis*, *C. rangiferina*, *C. uncialis* тощо, на стовбурах сосни звичайними були епіфітні лишайники – *Hypogymnia physodes*, *Pseudevernia furfuracea*, *Usnea hirta*; з північного боку у проєкціях крон сосни звичайно зустрічалися епігейні мохи – *Pleurozium schreberi* та *Dicranum polysetum*.

Зразки всіх досліджуваних видів мохів та лишайників відбирали у 3-кратній повторності, безпосередньо під ними відбирали субстрат: для епігейних видів – ґрунт разом з лісовою підстилкою (циліндричним буром, методом конверту, на глибину 10 см), для епіфітних видів – кору сосни. Усі зразки висушували та гомогенізували. Питому активність ^{137}Cs вимірювали на спектроаналізаторі СЕГ-001 з сцинтиляційним детектором БДЕГ-20-Р1. Для усіх видів було визначено коефіцієнти пропорційності КПр – як відношення питомої активності ^{137}Cs у моху або лишайнику ($\text{Бк}\cdot\text{кг}^{-1}$) до питомої активності ^{137}Cs у субстраті зростання ($\text{Бк}\cdot\text{кг}^{-1}$). Результати статистично опрацьовані.

Нами був проведений аналіз зустрічності досліджених видів на 20-и ділянках для кожного типу лісорослинних умов. У результаті виявлено, що у ТЛУ – В₃ *Pleurozium schreberi*, *Dicranum polysetum* та *Hypogymnia physodes* представлені на 95% ділянок, а *Dicranum scoparium* та *Sphagnum capillifolium* – лише на 15 %. У ТЛУ – А₁ *Pleurozium schreberi* та *Dicranum polysetum* зустрічаються на 65% ділянок, *Ceratodon purpureus* – на 15 %; *Cladonia mitis* – на 85 % ділянок, *Cladonia rangiferina* – на 65 %, а *Cladonia uncialis* – на 35 % ділянок; *Hypogymnia physodes* – на 80 % ділянок, *Pseudevernia furfuracea* – на 35 % ділянок, *Usnea hirta* – на 5 % ділянок. Для зустрічності епіфітних лишайників визначальним є вік деревостану, оскільки вони зростають переважно на стабільних субстратах.

Результати аналізу акумулятивної здатності мохів та лишайників по відношенню до ^{137}Cs у досліджених екосистемах представлено у таблиці.

Акумулятивна здатність мохів та лишайників по відношенню до ^{137}Cs в екосистемах соснових лісів у вологому суборі (В₃) та сухому бору (А₁)

| Еколого-топічна група | Вид | Середнє значення | | |
|--|--------------------------------|---|--------------|--|
| | | Питома активність ^{137}Cs , Бк·кг ⁻¹ | КПр | Щільність забруднення ґрунту ^{137}Cs , кБк·м ⁻² |
| Повчанське лісництво, квартал 50, виділ 16, ТЛУ – В ₃ | | | | |
| Епігейні мохи | <i>Pleurozium schreberi</i> | 3678 ± 236,0 | 1,64 ± 0,058 | 150,47 ± 2,232 |
| | <i>Dicranum polysetum</i> | 6531 ± 283,1 | 2,31 ± 0,127 | 127,51 ± 21,872 |
| | <i>Dicranum scoparium</i> | 7605 ± 312,4 | 3,21 ± 0,144 | 148,97 ± 1,530 |
| | <i>Sphagnum capillifolium</i> | 3540 ± 258,7 | 1,18 ± 0,081 | 68,79 ± 1,799 |
| Епіфітні лишайники | <i>Hypogymnia physodes</i> | 14679 ± 796,9 | 8,45 ± 0,328 | 138,99 ± 11,091 |
| Липницьке лісництво, квартал 26, виділ 15, ТЛУ – А ₁ | | | | |
| Епігейні мохи | <i>Pleurozium schreberi</i> | 461 ± 34,5 | 2,51 ± 0,139 | 19,36 ± 0,850 |
| | <i>Dicranum polysetum</i> | 655 ± 37,9 | 3,82 ± 0,130 | 16,86 ± 1,420 |
| | <i>Ceratodon purpureus</i> | 814 ± 13,3 | 4,80 ± 0,204 | 16,60 ± 0,708 |
| Епігейні лишайники | <i>Cladonia mitis</i> | 434 ± 48,0 | 2,52 ± 0,298 | 18,15 ± 1,974 |
| | <i>Cladonia uncialis</i> | 299 ± 22,3 | 2,32 ± 0,185 | 13,12 ± 2,002 |
| | <i>Cladonia rangiferina</i> | 554 ± 32,4 | 2,89 ± 0,012 | 18,27 ± 0,698 |
| Епіфітні лишайники | <i>Hypogymnia physodes</i> | 954 ± 89,7 | 8,65 ± 0,621 | 17,61 ± 0,681 |
| | <i>Pseudevernia furfuracea</i> | 593 ± 71,2 | 5,27 ± 0,793 | |
| | <i>Usnea hirta</i> | 707 ± 26,39 | 6,17 ± 0,279 | |

У сосняку в ТЛУ – В₃ виявлено, що максимальною питомою активністю ^{137}Cs характеризувався епіфітний лишайник *Hypogymnia physodes* – 14679±796,9 Бк·кг⁻¹, що значно перевищувало цей показник у епігейних мохів. Серед останніх найбільше накопичення згаданого радіонукліда виявлено у *Dicranum scoparium* – 7605 ± 312,4 Бк·кг⁻¹, а із більш звичайних видів-домінант мохового ярусу – у *Dicranum polysetum* – 6531 ± 283,1 Бк·кг⁻¹, що значно перевищувало цей показник у *Pleurozium schreberi* – 3678 ± 236,0 Бк·кг⁻¹. Результати однофакторного дисперсійного аналізу свідчать, що питома активність у даній парі мохів відрізнялася суттєво на 95 % довірчому рівні ($F_{\text{факт.}} = 59,9 \gg F_{0,95} = 7,71$; $p = 0,002$), як і середні значення КПр ($F_{\text{факт.}} = 22,9 \gg F_{0,95} = 7,71$; $p = 0,009$).

У сосняку в ТЛУ – А₁ виявлено, що, як і у ТЛУ – В₃, максимальною питомою активністю серед досліджених тест-об'єктів характеризувалася *Hypogymnia physodes* – 954 ± 89,7 Бк·кг⁻¹. Серед епігейних мохів максимальним вмістом ^{137}Cs характеризувався *Ceratodon purpureus* – 814 ± 13,3 Бк·кг⁻¹, головним джерелом надходження радіонукліда до щільних подушок якого є стовбуровий стік. У парі більш звичайних мохів – *Pleurozium schreberi* та *Dicranum polysetum* – більшою питомою активністю характеризувався саме останній, різниця даного показника була суттєвою на 95 % довірчому рівні ($F_{\text{факт.}} = 14,4 > F_{0,95} = 7,71$; $p = 0,02$). Між епігейними кладоніями статистично достовірна різниця вмісту ^{137}Cs була відсутня. У даних екологічних умовах важливим є порівняння акумулятивної здатності різних еколого-топічних груп мохів та лишайників по відношенню до ^{137}Cs . Результати однофакторного дисперсійного аналізу демонструють, що епіфітні лишайники достовірно більш інтенсивно накопичують ^{137}Cs порівняно з епігейними ($F_{\text{факт.}} = 18,3 \gg F_{0,95} = 4,49$; $p = 0,001$). Між епігейними кладоніями та епігейними мохами статистично достовірна різниця вмісту ^{137}Cs була відсутня.

1. А.Н. Марей, Р.М. Бархударов, Н.Я. Новикова. *Глобальные выпадения цезия-137 и человек* (Москва, Атомиздат, 1974) 168 с.
2. O. Guilite, B. Brobant, M.S. Garsia. Use of mosses and lichens for the evaluation of radioactive fallout, deposits and flows under forest cover. Mem. Soc. Royal Bot. Belg. 12 (1990) 89.
3. C. Giovani et al. Bryophytes as indicators of radiocesium deposition in norteastern Italy. Sci. Total Environ. 157 (1994) 35.

ОСОБЛИВОСТІ РОЗПОДІЛУ РАДІОНУКЛІДІВ У МОХОВОМУ ПОКРИВІ УКРАЇНСЬКИХ КАРПАТСЬКИХ ГІР

Л. С. Пірнач¹, Г. В. Лаптів¹, Е. С. Годосієнко²

¹ Український гідрометеорологічний інститут ДСНС України та НАН України, Київ, Україна

² Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ, Україна

Природні фізико-географічні особливості ландшафтів впливають на розподіл атмосферних домішок, у тому числі радіоактивних, на територіях, над якими поширюються повітряні маси. Важливу роль при цьому відіграють гірські масиви. Географічні та кліматичні особливості гір обумовлюють збільшення інтенсивності радіоактивно забруднених атмосферних випадінь на їхніх теренах. Виявлено, що у західній Європі гірські райони характеризуються більшою активністю ¹³⁷Cs у доквіллі, ніж більшість районів рівнини [1].

Дана робота підсумовує дослідження 2016 - 2019 рр., проведені в Українських Карпатських горах, які могли зазнати забруднення в процесі утворення так званого чорнобильського «південного сліду» у 1986 р. Польові роботи виконано на різних елементах рельєфу Карпатського біосферного заповідника (Чорногорський, Свидовецький та Мармароський масиви) і Заповідника «Горгани». Особливу увагу (близько 70 % місць відбору проб) було приділено самим високо розташованим місцям альпійської зони. Серед них 11 найвищих вершин Українських Карпат.

Мета даного дослідження – виявлення закономірностей ландшафтної диференціації природних (²¹⁰Pb і ⁴⁰K) й антропогенних (¹³⁷Cs та ²⁴¹Am) радіонуклідів на різних масштабних рівнях.

Локально проводили радіоактивний моніторинг «in situ» з метою виявлення ділянок з підвищеною активністю («гарячих» плям) і відбір проб. Більшість проб – ґрунт з моховим покривом. Мохи характеризуються підвищеними рівнями накопичення елементів – забруднювачів зокрема радіонуклідів та важких металів. Це дає змогу віднести їх до рослин – індикаторів техногенного забруднення. Окрім того, моховий покрив зустрічається у всіх вертикальних гірських зонах і є вираженим біогеохімічним бар'єром на шляху вертикальної і горизонтальної міграції радіонуклідів у лісових біоценозах [2].

Польові радіометричні вимірювання на різних масивах Українських Карпат виявили наявність невеликих (близько 1 м²) ділянок з підвищеним (порівняно з сусідніми ділянками, інколи вдвічі) рівнем показника еквівалентної дози (до 0,14 ÷ 0,16 мкЗв/год). Для деяких з цих місць (зокрема, на масиві Свидовець) спостерігалися умови, сприятливі для накопичення снігу.

Аналітичні роботи виконувались в лабораторії УкрГМІ. Зокрема проводились вимірювання вмісту гамма-випромінювачів із застосуванням гамма – спектрометричного комплексу на основі детектора GMX40 (ORTEC).

На теперішній час досліджено близько 90 зразків, підготованих з 70 проб (точок відбору).

Аналіз результатів¹ вимірювань концентрації гамма-радіонуклідів виявив зокрема наступні статистично значущі (P = 0,99) кореляції Пірсона.

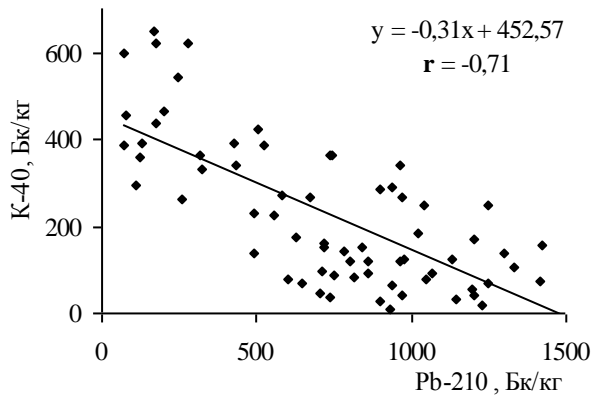
Для мохового покриву всіх досліджених територій встановлена наявність лінійного кореляційного зв'язку високої сили між об'ємною щільністю сухого вимірювальних зразків проб – DBD² та вмістом природних радіонуклідів ²¹⁰Pb (зворотний) та ⁴⁰K (прямий). Це вказує на прив'язку радіонуклідів до різних складових ґрунту: ²¹⁰Pb – органічної та ⁴⁰K – мінеральної, за умови рівномірного по площі систематичного надходження радіонуклідів, головним чином, атмосферного для ²¹⁰Pb або мінерального для ⁴⁰K. Встановлена сильна кореляція Пірсона між вмістом цих двох елементів у зразках (рисунк, а), що дає змогу в певному інтервалі оцінити питому активність одного елемента за наявності результатів визначення іншого (наприклад, ⁴⁰K по ²¹⁰Pb).

У випадку ²⁴¹Am було зроблено висновок про необхідність подальших досліджень, хоча загалом його розподіл схожий на ²¹⁰Pb. Це може бути результатом тривалого хронічного радіоактивного випадання в регіоні, починаючи з періоду інтенсивних атмосферних ядерних випробувань 1950 - 1960 рр. і добре відомим підвищенням активності ²⁴¹Am з часом внаслідок радіоактивного розпаду материнського ²⁴¹Pu.

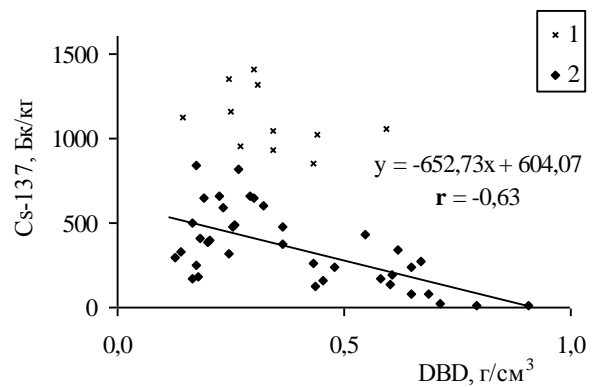
На відміну від інших досліджених радіонуклідів ¹³⁷Cs за своїм вмістом чітко диференціюється як на глобальному, так і на локальному рівнях. Зокрема на Чорногорському хребті та його східних схилах часто спостерігаються активності ¹³⁷Cs на два порядки більше ніж на інших масивах. Суттєво чистішим на території Чорногори є південно-західний край за вершиною г. Петрос, який, імовірно, лежить за межею чорногорської плями.

¹ Активність радіонуклідів у тексті подано на момент вимірювань, виконаних у 2016 - 2019 рр.

² DBD – щільність сухого ґрунту (англ.: Dry Bulk Density).



a



б

Діаграми розсіювання та кореляції між: *a* – концентраціями ^{210}Pb та ^{40}K (для всіх досліджених масивів); *б* – питомою активністю ^{137}Cs і DBD для вибірки зразків хребта та східної частини масиву Черногора, де 1, 2 умовні групи. r – коефіцієнт кореляції Пірсона.

Водночас, на забрудненій території Черногори спостерігається наявність ділянок (щонайбільше 100 cm^2) з вмістом ^{137}Cs у верхньому шарі мохового покриву понад 1000 Bq/kg сухої ваги. Враховуючи, що для прилеглих ділянок активність менша в рази, можна зробити припущення про наявність наслідків аварійних випадів у вигляді «гарячих» частинок.

Ця гіпотеза підтверджується кореляційним аналізом результатів вимірювань 50 зразків проб мохового покриву хребта та південних схилів Черногори. Якщо з загальної вибірки результатів вимірювань відкинути близько 20 % зразків проб (які умовно можна зарахувати до випадів у вигляді «гарячих» частинок) з питомою активністю верхнього шару понад 850 Bq/kg (1 група на рисунку, *б*), для останніх елементів вибірки (2 група на рисунку, *б*) проявляється помітна кореляція концентрації ^{137}Cs з вмістом органічної речовини, як це і має бути, враховуючи сорбційні властивості цього типу ґрунту стосовно катіона Cs^+ .

Слід зауважити, що всі ділянки, на яких знайдені найбільші концентрації ^{137}Cs , знаходяться в місцях з метеорологічно встановленими найдовшими періодами сталого снігового покриву [3]. Найімовірніше вони були вкриті снігом на момент чорнобильських аварійних випадів. До того ж самі випадіння на той період могли пройти у вигляді снігу, котрий інтенсивно осаджує тверді аерозолі, серед яких могли бути найдрібніші чорнобильські «гарячі» частинки [4].

Дослідження вмісту радіонуклідів, як природних, так і антропогенних, в пробах, відібраних на різних елементах ландшафту, показали, що вплив поглинальних властивостей мохового покриву домінує над впливом акумулятивних властивостей рельєфу. Мох демонструє потужну перехоплюючу функцію мохового покриву при вертикальній та горизонтальній міграції радіонуклідів.

1. L. Pourcelot et al. Formation of radioactivity enriched soils in mountain areas. *J. Environ. Radioactivity* 68 (2003) 215.
2. В.А. Болюх, В.М. Вирченко. Накопление радионуклидов мхами Украинского полесья. *Украинский бот. журн.* 51(4) (1994) 39.
3. *Довідник зі снігового покриву в горах України* (К., УкрНДГМІ МНС України та НАН України, 2013) 218 с.
4. В.Р. Алексеев. Снежный покров как индикатор кумулятивного загрязнения земель. *Лед и снег* 1(121) (2013) 127.

РАДІОЕКОЛОГІЧНИЙ МОНІТОРИНГ СКЛАДОВИХ ДОВКІЛЛЯ ТА РЕАГУВАННЯ СОЦІАЛЬНОГО СЕРЕДОВИЩА НА БЕЗПЕКУ ДІЯЛЬНОСТІ АЕС

В. А. Прилипко, О. М. Романенко, О. О. Пелюх

*ДУ «Національний науковий центр радіаційної медицини НАМН України» Київ, Україна
Виробниче підприємство «Рівненська АЕС», Вараши, Рівненська обл., Україна
Виробниче підприємство «Южно-Українська АЕС», Южноукраїнськ, Миколаївська обл., Україна*

Особливістю початку третього тисячоліття є посилення напруженості стосунків, що склалися між людьми та природою [1]. Тривалий час поняття екології носило для більшості людей достатньо відсторонений характер. Аварія на Чорнобильській атомній станції в Україні в 1986 р. змінила відношення до екологічних проблем. В умовах сьогодення соціально-економічний розвиток України пов'язаний з подальшим розвитком ядерної енергетики. Навіть за відсутності надзвичайних ситуацій важливою проблемою атомної енергетики України залишається захоронення радіоактивних відходів, теплове забруднення природних водойм, що використовуються для охолодження агрегатів АЕС [2]. З урахуванням цього, виробництво й використання ядерної енергії вимагають адекватного відображення в правовій сфері життя суспільства і відповідної законодавчої регламентації [3]. Радіаційна безпека діяльності АЕС для довкілля, вплив радіаційного випромінювання на людину – ці питання присутні в повсякденному житті населення, що мешкає поряд.

Мета. Провести співставлення даних радіоекологічного моніторингу в зоні спостереження АЕС та оцінок населення впливу діяльності АЕС на довкілля і формування здоров'я.

Матеріали і методи. Відповідно до НРБУ-97, обмеження опромінення населення здійснюється шляхом регламентації та контролю: газоаерозольних викидів і рідинних скидів у процесі роботи АЕС; вмісту радіонуклідів в окремих об'єктах навколишнього середовища (вода, повітря, ґрунт, продукти харчування). Дані радіаційного контролю навколишнього середовища надані лабораторією цеху радіаційної безпеки Рівненської АЕС. Автоматична система контролю радіаційної обстановки забезпечує безперервний контроль радіаційного стану на території РАЕС у межах санітарно-захисної зони та ЗС. У ЗС розміщено 12 пунктів радіаційного моніторингу. Представлена мережа контролює, в основному, населені пункти 10-кілометрової зони АЕС. Контроль впливу рідких скидів РАЕС на навколишнє середовище проводиться згідно з «Регламентом радіаційного контролю Рівненської АЕС» 132-1-Р-ЦРБ. Контроль води р. Стир, вмісту радіонуклідів в атмосферному повітрі населених пунктів ЗС РАЕС, забруднення поверхневого шару ґрунту радіонуклідами, контроль основних продуктів харчування населення в зоні спостереження Рівненської АЕС (молока, овочів, зернових) проводиться згідно з «Регламентом радіаційного контролю Рівненської АЕС» 132-1-Р-ЦРБ. Лабораторія зовнішнього радіаційного контролю цеху радіаційної безпеки Рівненської АЕС відповідальна за радіаційний контроль навколишнього середовища та атестована на право виконання вимірювань. Свідоцтво про атестацію № R-3/11-57-4 дійсне до 10/04/2020.

Для визначення відношення населення до діяльності і безпеки АЕС була розроблена тематична анкета для населення. Соціологічне опитування проводились у ЗС Рівненської АЕС і Южно-Української АЕС. При опитуванні населення був застосований безповторний імовірнісний відбір. Вибіркова сукупність респондентів населення ЗС ЮУАЕС становила 322 людини, похибка вибірки становила 5,4 % при довірчому інтервалі 95,0 %. Вибіркова сукупність респондентів населення ЗС РАЕС становила 232 людини, помилка вибірки не перевищувала 7 %. У процесі роботи були використані соціально-гігієнічні, соціологічні, статистичні та математичні методи дослідження (відносні величини; середні; достовірність парних відмінностей за критерієм Ст'юдента (t); вияв взаємодії факторів між собою за допомогою парної кореляції (r)).

Результати та аналіз даних радіоекологічного моніторингу надається згідно з квотою ліміту дози опромінення осіб категорії В – населення АЕС. У динаміці за роками сумарний індекс скиду радіонуклідів (^{51}Cr , ^{542}Mn , ^{58}Co , ^{60}Co , ^{59}Fe , ^{65}Zn , ^{95}Nb , ^{95}Zr , ^{106}Ru , ^{110}Ag , ^{131}I , ^{134}Cs , ^{137}Cs , ^{144}Ce , ^{90}Sr , ^3H) у р. Стир, починаючи з 2011 р., має виражену тенденцію до зниження з 2,11 до 0,18 %. Індекс ліміту скиду сумарної активності скиду ^{90}Sr через систему промислової зливної каналізації РАЕС не перевищував 4,0 % у динаміці за роками. Аналіз показників радіонуклідів, які контролюються в трьох точках: с. Маюничі – 10 км вверх по течії р. Стир; нижче скиду ПЗК – 1000 м; с. Сопачів – 10 км вниз по течії

р. Стир свідчить, що максимальні концентрації радіонуклідів ^{60}Co і ^{137}Cs становлять близько тисячних відсотка, ^{131}I – сотих відсотка, а ^3H становить близько 3,0 % до допустимого значення НРБУ.

Викиди ІРГ, ДЖН в атмосферне повітря до ліміту викидів становлять менше 0,2 %, за останні 2 роки спостерігається зменшення викидів у 3 рази. Викиди йоду в атмосферне повітря до ліміту викиду у 2010 - 2015 рр. становили соту відсотка, а за останні роки – на порядки менші. Індекси ліміту викидів нуклідів становлять залежно від нукліда: від сотої відсотка для ^3H до $7,97 \cdot 10^{-6}$ для ^{51}Cr . Середні концентрації радіонуклідів (^{40}K , ^{58}Co , ^{60}Co , ^{110}Ag , ^{131}I , ^{134}Cs , ^{137}Cs) в атмосферному повітрі населених пунктів зони спостереження РАЕС не перевищують ГДК.

Щільність забруднення поверхневого шару ґрунту цезієм на постах радіаційного контролю на різній відстані від РАЕС становить: СЗЗ (2,5 км) – 2250 Бк/м², 2,5 - 10 км – 5340 Бк/м², 10 - 20 км – 6340 Бк/м², більше 20 км – 5090 Бк/м² («нульовий фон» 444 - 5070 Бк/м²). Питома активність ^{137}Cs у сільськогосподарській продукції в ЗС РАЕС у 2016 р., в основному, не перевищувала допустимі рівні вмісту в продуктах харчування (НРБУ-97). Сумарна ефективна річна доза на критичну групу населення від викидів та скидів Рівненської АЕС в динаміці десяти років становила від 0,59 до 0,25 мкЗв.

Проживаючи поряд з АЕС, населення сприймає цей фактор як основний у формуванні умов проживання. Так, більшість населення ЗС вважає, що діяльність АЕС впливає на атмосферне повітря, відкриті водойми і екосистему взагалі. Серед населення ЗС РАЕС і ЮУАЕС 26,0 % населення вважає, що діяльність АЕС є досить небезпечною, а 14,0 % – надзвичайно небезпечною. Основним чинником небезпеки є збереження і вивезення радіоактивних відходів. 67,7 % респондентів ЗС вважають, що вивезення радіоактивних відходів є небезпечним, причому 32,9 % – надзвичайно небезпечним, лише 2,2 % вважають вивезення безпечним. Викликає занепокоєння у населення ЗС подовження терміну експлуатації діючих енергоблоків АЕС – надзвичайно непокоїть 24,0 % населення ЗС, непокоїть – 34,0 %. За необхідність будівництва нових енергоблоків висловились більшість респондентів лише у містах супутниках АЕС – 69,0 %, проти – 10,0 %. Серед сільського населення висловились «за» лише 19,0 %, «проти» – 51,0 %. Населення ЗС негативно сприймає будівництво комплексу з переробки радіоактивних відходів та захоронення їх. Загалом по ЗС близько 70,0 % респондентів вважає, що будівництво негативно вплине на екологічну ситуацію в зоні спостереження, 15,9 % – що може вплинути деякою мірою і лише 2,8 % вважає, що ніяк не вплине. 27,3 % населення ЗС вважає небезпечним для власного здоров'я проживання поряд з АЕС. Встановлено достовірні кореляційні зв'язки між показниками соціально-психологічного стану населення ЗС АЕС та оцінками чинників радіаційної ситуації. Більш високі коефіцієнти кореляції між показниками шкал соматизації, тривоги, загального GHQ 28 та радіаційними чинниками, зокрема зберігання і вивезення РВ, переробка РВ. Дещо нижчі коефіцієнти кореляції між показниками безпеки діяльності АЕС, занепокоєністю термінами експлуатації діючих блоків та показниками шкал GHQ 28.

Оцінки екологічної безпеки діяльності АЕС населенням ЗС визначаються рядом обставин: робота на АЕС і проживання у місті-супутнику; проживання на території зони спостереження в СНП та містах; стать; вік і рівень освіти опитаного населення тощо. Рівень сприйняття населенням радіаційного ризику проживання поряд з АЕС у містах-супутниках є низьким порівняно з іншими територіями ЗС. Оцінки радіаційної і екологічної ситуації населенням ЗС АЕС визначаються особливостями ризику проживання поряд з об'єктом критичної інфраструктури. Для населення це недобровільний екологічний ризик, груповий ризик з віддаленими в часі негативними наслідками. Серед психологічних чинників провідним є сформований у населення України Ч-образ екологічної катастрофи, незалежно від місця проживання, який впливає на повсякденне життя, поведінку, формування планів і оцінки.

1. О.С. Мамешина. К вопросу о конструктивной трансформации современных антропоэкосистем как жизненной среды личности. Зб. наук. праць Ін-ту психології ім. Г.С. Костюка НАПН. Актуальні проблеми психології 7(18) (2008) 259.
2. Атомна енергетика України. Екологічні проблеми атомної енергетики. URL: <https://mozok.click/2333-atomna-energetika-ukrayini-ekologchn-problemi-atomnoyi-energetiki.html>
3. О.Я. Кучірко. Екологічне громадське здоров'я: стан, проблеми та перспективи. Національна академія державного управління при Президентові України (К., 2009). URL: <https://essuir.sumdu.edu.ua/bitstream/download/123456789/12217/1/Kuchirko.pdf;jsessionid=CE4BF14744EC52E44804728046ADC5F2>

НАУКОВИЙ СУПРОВІД РЕМЕДІАЦІЇ КОЛИШНІХ ДИСЛОКАЦІЙ ВІЙСЬКОВИХ ПІДРОЗДІЛІВ, ЩО БУЛИ ЗАДІЯНІ У ЛІКВІДАЦІЇ НАСЛІДКІВ АВАРІЇ НА ЧАЕС

В. Процак¹, В. Кашпаров², Ю. Хомутінін², С. Левчук², М. Голяка², Н. Прокопчук²

¹ УкрНДГМІ ДСНС України та НАН України, Київ, Україна

² УкрНДІСГР НУБіП України, Київ, Україна

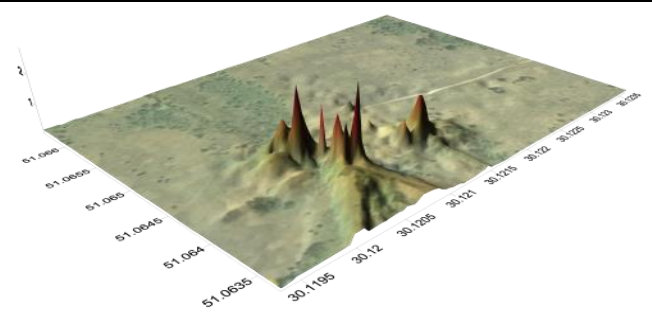
Згідно з даними Міністерства оборони з 1986 по 1990 рік до робіт по ліквідації наслідків аварії на ЧАЕС було залучено близько 340 тис. військовослужбовців. Відомо, що військові були задіяні у найбільш «брудних» роботах пов'язаних з вилученням та захороненням радіоактивних матеріалів. Недосконалість системи радіаційного контролю сприяли поступовому накопиченню радіоактивного забруднення на території військових таборів. Наявність за межами зони відчуження ділянок з техногенно підвищеним радіоактивним фоном і відкритим доступом до радіоактивних матеріалів, питома активність яких може бути класифікована як радіоактивні відходи, протирічить декільком законам Ядерного законодавства України і потребує вирішення. Нажаль, дослідження які б дали змогу оцінити екологічний стан даних територій свого часу не були проведені. Більшість архівних матеріалів, що могли б допомогти в ідентифікації місць дислокації військових підрозділів на місцевості, впродовж 30 років, були або втрачені, або вивезені за межі території України. Тому серед основних завдань даної роботи було виявлення місць дислокації військових підрозділів, проведення їхнього радіаційного обстеження з ціллю побудови детальних карт розподілу характеристик радіонуклідного забруднення та надання науково обґрунтованих пропозицій з запровадження ремедіаційних заходів.

Виявлення дислокацій проводилось за двома напрямками, це опитування місцевих жителів, що ще несуть інституційну пам'ять про події 30-річної давнини та з застосування методів дистанційного зондування Землі (ДЗЗ), шляхом аналізу різниці вегетаційних індексів (NDVI) до аварійних та після аварійних космічних знімків, оскільки в місцях базування військових таборів значно змінювалась структура покриву земної поверхні. Границі колишніх дислокацій навіть на даний час досить легко ідентифікується на місцевості за характерним «техногенним» забрудненням (залишки твердого покриття, комунікацій, інженерних споруд, ритвини, канами, залишки протигазів, одягу, взуття, шлангів, пластикату тощо). Загалом за результатами опитування місцевих жителів і аналізу різночасових космічних знімків було виявлені 17 військових дислокацій з загальною площею близько 250 га. Неочікувано значні площі територій, що потребували детального радіаційного обстеження вимагали запровадження сучасних підходів до оптимізації досліджень. Визначення потужності дози на місцевості проводилось за допомогою радіометрома-дозиметра гамма-бета випромінювання РКС-01 «СТОРА-ТУ», що спарювався з мобільним пристроєм за допомогою додатка «Ecotest» з можливістю навігації на місцевості з відображенням треку руху. Файли даних зберігалися на мобільному пристрої або надсилалися по GSM каналу і в подальшому використовувалися для побудови картограм радіоактивного забруднення. Для картографування характеристик радіоактивного забруднення з плямистою структурою була розроблена методологія, що передбачає проведення детальнішого обстеження на окремих ділянках за результатами попереднього обстеження шляхом аналізу невизначеності результатів картографування [1, 2]. Використання запропонованої методології дало змогу будувати карти радіоактивного забруднення безпосередньо в польових умовах з наперед заданою точністю, та отримувати вказівки що до уточнення місця проведення додаткових вимірювань.

Відомо, що побудова детальних карт радіоактивного забруднення вимагає відбору та аналізу значної кількості зразків ґрунту, тому була доведена можливість використання для картографування характеристик радіоактивного забруднення кореляційних залежностей між потужністю дози та щільністю забруднення території ^{137}Cs , а також зважаючи на встановлений паливний характер радіоактивного забруднення, між щільністю забруднення ^{137}Cs і ^{90}Sr та між ^{90}Sr і трансурановими елементами (^{238}Pu , $^{239+240}\text{Pu}$, ^{241}Am).

За результатами досліджень виявлено 6 точкових радіоактивних джерел та 3 протяжних забруднення, що мають паливний характер і за своїми характеристиками можуть бути класифіковані як радіоактивні відходи та потребують вилучення (таблиця). Створені паспорти та картограми забруднення для кожної дислокації. Для оцінки можливих об'ємів вилучення ґрунту розраховані площі забруднень в межах ізорівнів: $\text{Sr} > 10\text{кБк/кг}$; $\sum(^{238}\text{Pu}, ^{239+240}\text{Pu}, ^{241}\text{Am}) > 0,1\text{кБк/кг}$; ПЕД $> 1\text{ мкЗв/год}$.

**Питома активність відібраних зразків та розподіл потужності дози (мкЗв/год)
на території ПУСО біля с. Оране**

| Елемент | Активність, Бк/кг | | Розподіл потужності дози, (мкЗв/год) |
|---|-------------------|------------------|--|
| | ¹³⁷ Cs | ⁹⁰ Sr | |
| Ґрунт (0 - 20 см) | ≤ 26500 | ≤ 11800 |  |
| Різотрав'я* | 4590 ± 250 | 1210 ± 110 | |
| Вода озера-відстійника | 1,1 ± 0,3 | 15,3 ± 3,1 | |
| Донні відкладення озера-відстійника (0 - 20 см) | ≤ 65400 | ≤ 27300 | |

* Усереднений зразок по території ПУСО (повітряно сухий).

За результатами досліджень запропонований перелік ремедіаційних заходів для кожної військової дислокації та створений QGIS проект, що містить отримані результати у вигляді картографічної інформації і може використовуватися як геоінформаційна основа для планування та запровадження ремедіаційних заходів.

Обстеження даних територій також виявило, що крім існуючого радіаційного забруднення, місця дислокації військових підрозділів потребують загальної екологічної реабілітації (рисунок), оскільки згідно з європейськими підходами реабілітаційні проекти мають передбачати відновлення ландшафтів до суспільно прийняттого рівня комфортності проживання населення на прилеглих територіях.



Типовий сучасний вигляд місць колишніх дислокацій військових підрозділів.

На нашу думку, важливе значення для запровадження державних програм з ремедіації радіоактивно забруднених сайтів в Україні, мала б наявність електронного ресурсу з інформацією про характеристики їхнього забруднення та класифікацією за ступенем ризику і впливу на здоров'я людини та навколишнє середовище. Це дало б змогу більш предметно пропагувати природоохоронну політику та стимулювати прийняття рішень на відповідних державних рівнях.

1. Ю.В. Хомутинин и др. Картографирование «пятен» радиоактивного загрязнения. Ядерна та радіаційна безпека 2 (2018) 49.
2. Ю. В. Хомутинін. Оперативне картографування забруднених радіонуклідами територій. Ядерна та радіаційна безпека 3(83) (2019) 51.

У таблиці наведено узагальнені результати досліджень основних показників за 2019 рік та 2014 - 2018 рр.

| № п/п | Показник | Значення | |
|-------|--|----------------------------|------------------------------|
| | | 2019 р. | 2014 - 2018 рр. |
| 1 | Щільність випадінь β -випромінюючих радіонуклідів з осідаючим пилом та атмосферними опадами, кБк/м ² ·рік | 0,110 ± 0,033 | 0,135 ± 0,041 |
| 2 | Середні значення загальної питомої β -активності скидних вод: | | |
| | – колодязь № 1 (після «Ясеня») – колодязь № 2 (по вул. Лисогірській) | 0,76 ± 0,23 0,51 ± 0,15 | 0,81 ± 0,25 0,58 ± 0,18 |
| 3 | Середні значення питомої активності радіонукліда ¹³⁷ Cs у зразках ґрунту із спостережних свердловин, Бк/кг | 0,63 ± 0,19 | 0,72 ± 0,22 |
| 4 | Середні значення ПЕД гамма-випромінювання в стаціонарних точках РК (на відстані 1 м від поверхні ґрунту), мкЗв/год: | | |
| | – СЗЗ | 0,14 ± 0,05 | 0,12 ± 0,04* |
| | – ЗС (радіус 2 км від вен труби реактора) – ЗС (радіус 5 км від вен труби реактора) | 0,13 ± 0,04 0,12 ± 0,03 | 0,12 ± 0,04* 0,11 ± 0,03* |
| 5 | Середні значення питомої активності радіонукліда ¹³⁷ Cs у зразках ґрунту, Бк/кг: | | |
| | – СЗЗ | 61 ± 19 | 73 ± 22* |
| | – ЗС (радіус 2 км від вен труби реактора) – ЗС (радіус 5 км від вен труби реактора) | 58 ± 18 33 ± 10 | 67 ± 20* 46 ± 14* |
| 6 | Середні значення питомої активності радіонукліда ¹³⁷ Cs у зразках рослинності, Бк/кг (сухої маси): | | |
| | – СЗЗ | 2,67 ± 0,8 | 5,33 ± 1,60* |
| | – ЗС (радіус 2 км від вен труби реактора) – ЗС (радіус 5 км від вен труби реактора) | 3,05 ± 0,92 3,51 ± 0,19 | 4,81 ± 1,45* 5,58 ± 1,68* |

* Через відсутність достатньої кількості даних аналізувалися показники за 2015 - 2018 рр.

З наведених у таблиці даних видно, що у 2019 р. не було виявлено достовірне перевищення значень контрольованих параметрах порівняно з попередніми роками, Також не спостерігалось суттєвої різниці в показниках питомої активності радіонукліда ¹³⁷Cs у зразках ґрунту і рослинності із СЗЗ і ЗС.

У цілому, всі значення контрольованих параметрів відповідали рівням, характерним для Києва. Це свідчить про стабільність радіаційно-гігієнічної обстановки в зоні впливу ДЯР ВВР-М.

Багаторічні дослідження, що проводились в лабораторіях ЦЕПАЕ ІЯД, дали змогу накопичити значний фактичний матеріал по радіаційній обстановці в санітарно-захисній зоні та зоні спостереження ДЯР ВВР-М та обґрунтувати висновок про відсутність техногенного забруднення об'єктів довкілля при його експлуатації.

РАДІАЦІЙНЕ КАРТУВАННЯ ТА ПАРАМЕТРИ «РАДІАЦІЙНОЇ ПОГОДИ» ЗА ДОСЛІДЖЕННЯМИ ВОДНО-БОЛОТИСТОГО УГІДДЯ «ЧОРНЕ БАГНО»

Н. І. Святюк¹, В. Т. Маслюк¹, О. І. Симканич², С. М. Сухарев²

¹ Інститут електронної фізики НАН України, Ужгород, Україна

² ДВНЗ «Ужгородський національний університет», Ужгород, Україна

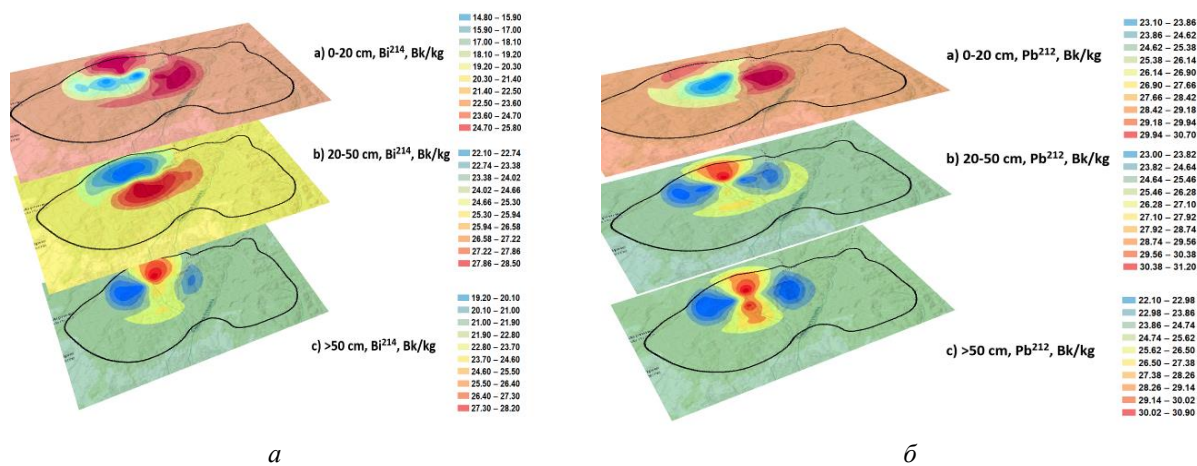
Відомо про важливість радіації: наземної, космічної та техногенного походження як факторів постійної її присутності для життя та еволюції біоти. Життя біоти проходить на поверхні природного ядерного реактора, яким є земля, а сама радіація є настільки важливою як інші природні фактори: наземна гравітація, склад атмосфери, тощо. Натепер мало відомо про механізми адаптації та протекції живих організмів до дії іонізуючої радіації, роль радіації в процесах метаболізму живих організмів, чи вона інтегрована у енергетичних процесах на клітинному рівні? Можна говорити, що сукупність радіаційних факторів території, на якій проживають живі організми, включаючи людину формують параметри «космічної погоди» [1]. Серед них – наявність та інтенсивність емітерів α -, β -, γ -випромінювання, структура/спектри наземної радіації, а для високогірних регіонів важливими є характеристики радіації космічних поясів Землі. Рівні наземної радіації розподіляються нерівномірно по поверхні Землі і залежать від складу й концентрації радіоактивних ізотопів природного (радіонукліди U, Th, Np рядів, ^{40}K , космогенні) та техногенного походження. Саме останні, обумовленні численними аваріями на ядерних об'єктах та наслідками ядерних випробувань суттєво впливають на структуру наземної радіації, є постійним джерелом тривоги. Проте, якраз ризики, пов'язані із наслідками ядерних катастроф стимулювали створення баз даних поширення, акумуляції радіонуклідів живими організмами, особливості їхнього пристосування та еволюції в умовах дії радіаційних чинників [2], а також розвиток радіоекологічних досліджень доквілля, не ушкодженого техногенними впливами. Радіоекологія має значний потенціал для формування картини існування біологічних видів в умовах дії природних радіаційних чинників, оцінки загроз при їх змінах: зменшенні/зростанні, зміні структури радіації. такого роду задачі виникають при довготривалих космічних експедиціях, планах колонізації інших небесних тіл.

Ідеї радіаційного (радіогеохімічного) картування доквілля як важливого компоненту біосфери започатковані першим президентом Академії наук України В. І. Вернадським [3]. Із його роботами пов'язують розуміння фундаментальної ролі радіоактивності для існування людини, супутнього виділення тепла в еволюції Землі, «вселюдності» радіації, закономірностей поширення та акумуляції природних радіонуклідів. Натепер у Європі реалізується масштабна програма створення Європейського Атласу природної радіоактивності, який стартував 2006 р. [4]. Предметом такого картування є як поширення у наземних шарах U/Th/ ^{40}K , так і дочірніх продуктів їх перетворень ($^{220,222}\text{Rn}$), оцінки інтенсивностей космічного випромінювання, дані моніторингу геогенічного радонового потенціалу. Перші результати радіаційного картування та концепція «радіаційної погоди» на прикладі заповітних територій Закарпаття були представлені в [5].

У даній роботі методологія підходу оцінки наземних факторів «радіаційної погоди» базується на представленні про квазірівновагу нуклідів природних рядів U, Th, Np, які визначають структуру активності природного фону, а також на присутності радіонуклідів техногенного походження. Ступінь відхилення від такої рівноваги є різною для різних об'єктів доквілля: ґрунтів, замулів водойм, скельних порід, а також внаслідок різної техногенної активності людини на даній території. Оцінки параметрів радіаційної погоди можна здійснити, встановлюючи їх стандарти через питомий вміст фіксованих наборів радіонуклідів-міток вказаних природних рядів [5]. Така методика дає можливість контролювати стан рівноваги нуклідів природних рядів U/Th в об'єктах дослідження даної території, оскільки вибрані мітки мають різні періоди напіврозпаду, $T_{1/2}$. Створення баз стандартів вмісту радіонуклідів природного та техногенного походження та радіаційного картування важливо для ряду застосувань. У першу чергу для встановлення параметрів «радіаційної погоди» та оцінки екологічного стану території. Ці дані важливі також для задач ядерного датування, встановлення часових масштабів та характеру глобальних факторів, що можуть привести до порушення стану рівноваги нуклідів природних рядів U, Th [6].

У разі, коли можна говорити про вікову рівновагу між вмістом ізотопів природних рядів, це дозволяє здійснити оцінку атомного вмісту, N_i , відповідних хімічних елементів i -го сорту у досліджуваних зразках. Так, для відомих відношень $\frac{T_{1/2}^{(Th)}}{T_{1/2}^{(U)}}$, $\frac{T^{(Th)}}{T^{(40K)}}$ та $\frac{A^{(Th)}}{A^{(40K)}}$, $\frac{A^{(Th)}}{A^{(U)}}$ відповідно періодів напіврозпаду та стандартів активностей U/Th рядів та ^{40}K , відношення вмісту їх хімічних елементів, виражені в атомних процентах, U:Th:K, визначаються із рівнянь:

$$\frac{N_{Th}}{N_U} \cong \frac{T_{1/2}^{(Th)}}{T_{1/2}^{(U)}} \cdot \frac{A^{(Th)}}{A^{(U)}}, \quad \frac{N_{Th}}{N_{40K}} \cong \frac{T_{1/2}^{(Th)}}{T_{1/2}^{(40K)}} \cdot \frac{A^{(Th)}}{A^{(40K)}}. \quad (1)$$



Дані радіоактивного картування ВБУ Чорне Багно, Закарпаття:

a – профіль поширення радіонуклідів природного ряду урану, *б* – для ряду торію.

Закономірності поширення і розподілу радіонуклідів, що формують показники радіаційної погоди досліджувався на моделі водно-болотне угіддя (ВБУ) Чорне Багно. Проби ґрунту, як зразки заповідної території, відбиралися на поверхні, на глибині 20 см та на глибині понад 50 см, згідно із стандартною процедурою, вздовж гірських хребтів та хребет-долин. На рисунку представлено результат радіаційного картування, виконаний для ВБУ Чорне Багно, де показано глибинне поширення радіонуклідів ряду урану та торію. Такі карти дають змогу отримати дані про стандарти вмісту хімічних елементів за числом атомів Th та U із використанням формули (1) та дослідити міграційну здатність їх.

Таким чином, результати радіоізотопний досліджень дають змогу отримати оцінку геохімічних показників заповідних територій Закарпаття, а стандарти активностей ізотопів – маркерів можуть бути використані для встановлення параметрів «радіаційної погоди». Для радіаційної ідентифікації довкілля важливими є дані по атомному вмісту U:Th:K [5]. Дані рисунка вказують на необхідність врахування міграційної здатності нуклідів рядів U/Th/K у задачах радіаційного картування. Ця ж методика може застосовуватися для інших регіонів.

1. V. Maslyuk, T. Kovacs. The mapping of environmental radioactivity and new perspectives for ecology studies. In: Terrestrial Radioisotopes in Environment. Intern. Conf. on Environmental Protection (TREICEP-2016) p. 58.
2. Н.Н. Жданова и др. *Микобиота Украинского Полесья: последствия Чернобыльской катастрофы* (К., 2013) 382 с.
3. В.И. Вернадский. О радиоактивных химических элементах в земной коре. Практическая медицина 10-11 (1915) 143.
4. G. Cinelli et al. Journal of Environmental Radioactivity 196 (2019) 240.
5. Н.І. Сватюк, В.Т. Маслюк, О.І. Симканич. Радіологічний моніторинг, поняття: «радіаційна погода» та «радіаційна ідентифікація довкілля». Наук. вісн. Ужгород. ун-ту. Сер.: Фізика 44 (2018) 99.
6. O. Pop et al. Radiochimica Acta 107(3) (2018) 207.

СУКЦЕСІЯ ВИДОВОГО СКЛАДУ МІКРОСКОПІЧНИХ ГРИБІВ ҐРУНТУ ЗОНИ ВІДЧУЖЕННЯ ЧЕРЕЗ 30 РОКІВ ПІСЛЯ ЧОРНОБИЛЬСЬКОЇ КАТАСТРОФИ

**Т. І. Тугай^{1,2}, А. В. Тугай^{1,2}, В. О. Желтоножський³,
М. В. Желтоножська³, Л. В. Садовніков³, Н. М. Сергійчук², О. Б. Поліщук⁴**

¹ Відкритий міжнародний університет розвитку людини «Україна», Київ, Україна

² Інститут мікробіології і вірусології ім. Д. К. Заболотного НАН України, Київ, Україна

³ Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

⁴ Національний технічний університет «КПІ», Київ, Україна

Проведений моніторинг ґрунтової мікобіоти 30-кілометрової зони відчуження ЧАЕС з паралельним вивченням екології та фізіологічної активності виявлення грибних видів у 1986 - 1987 рр. засвідчив, що видовий склад спорадично виділених ґрунтових мікроміцетів характеризувався значним різноманіттям і помітно відрізнявся від такого до аварії.

Серед загальної кількості виділених грибів у найзабрудненіших радіонуклідами ґрунтах у перші роки після катастрофи переважали (в 70 - 90 % випадків) види темнозбарвлених (меланінвмісних) мікроміцетів [1, 2]. Спочатку, у 1986 р. і до осені 1987 р. спостерігалось значне зменшення загальної кількості грибних зародків порівняно з їхньою кількістю, що відзначалося в цьому регіоні до катастрофи на ЧАЕС. Такі якісні зміни, на думку авторів, обумовлені глибокою перебудовою асоціації ґрунтових мікроміцетів і домінуванням меланінвмісних видів, стійких до радіоактивного забруднення. Аналізуючи зміни частот зустрічальності виділених видів по роках і в межах радіоактивності вивчених ґрунтів можна констатувати підвищення частоти виникнення у видів *Zygorhynchus*, *Moelleri*, *Cladosporium cladosporioides*, *Penicillium funiculosum*, *P. roseopurpureum* у 1988 р. в умовах підвищеної радіоактивності ґрунтів. Отримані дані, свідчать про поступове формування радіостійких штамів у відповідних видових популяціях.

У роки радіоекологічного моніторингу (1987 - 2004 рр.) середня кількість темно пігментованих видів в таксономічних списках мікобіоти, пунктів стаціонарного спостереження склало 50 %, що свідчить про їхнє переважання в складі ґрунтової мікобіоти зони відчуження ЧАЕС, тобто промислова меланізація в даному випадку виявлялася і на таксономічному рівні [1, 2]. За частотою і часом виділення, види грибів можна віднести до трьох груп. Серед них виділялися такі, які зустрічалися практично постійно – протягом 15 - 18 років (перша група видів). В їхнє число в стаціонарі ЛЕП входило 54 види 27 родів, у тому числі *Penicillium roseopurpureum*, *P. funiculosum*, *Aspergillus niger*, *A. parvulus*, *Paecilomyces lilacinus*, *Cladosporium cladosporioides*, *C. sphaerospermum*, *Alternaria alternata*, *Trichoderma viride*, *Zygorhynchus moelleri*, *Mucor hiemalis*.

Представники другої групи видів (20 видів 17 родів) переважно зустрічалися в 1992 - 1995 рр. У їхньому складі продовжували переважати меланінвмісні види грибів.

Види, що відносяться до третьої групи, зустрічалися найчастіше в 1996 - 2004 рр. Кількість темнопігментованих видів в списку як і раніше залишалась високою та становила 43,7 %.

Починаючи з 1989 р. і до останніх років, у ґрунтах усіх досліджених пунктів зони відчуження серед виділених мікроміцетів переважали світлопігментовані види, що також було характерним для цього регіону до катастрофи. Однак у ґрунті постійно трапляються меланінвмісні види, які становлять, на думку авторів, так звану, «резервну» групу грибів.

Моніторинг мікобіоти у подальший період був пов'язаний переважно з дослідженням змін біологічної активності певних видів грибів упродовж тривалого знаходження в умовах опромінення на екологічному, фізіологічному, біохімічному рівнях, яка в свою чергу і визначає закономірностей їхньої адаптації до дії хронічного опромінення та, відповідно, потенційного впливу на функціонування всього біогеоценозу в таких умовах.

Метою роботи було проведення моніторингу видового складу мікобіоти зони відчуження та порівняння її складу з попередніми роками досліджень.

Відбір зразків проводили у 4 стаціонарах зони відчуження, розташування яких наведено на рисунку.

Гриби ізолювали з ґрунтів на поживні середовища в лабораторних умовах методом ґрунтових розведень Ваксмана, що полягає в посіві ґрунтової суспензії на поживні середовища.

Було проведено аналіз різноманіття видів, які постійно виділялись у досліджених стаціонарах.

У роботі дана узагальнююча характеристика змін мікобіоти зони відчуження ЧАЕС на ценотичному рівні, яка базувалась на аналізі даних вивчення розповсюдження грибів у радіоактивному ґрунті за частотою трапляння їх порівняно з аналогічними результатами за попередні 10 років. Узагальнення отриманих результатів щодо трапляння видів в усіх місцях відбору дало змогу встановити, що за

кількістю видів у пробах ґрунту переважали представники роду *Aspergillus* (9), що становить 21 % від загальної кількості видів. *Mucor* (4 види) – 9 %, *Penicillium* (3 ідентифікованих і декілька видів *Penicillium spp.*) – 10 %. У меншій кількості виділено представників родів *Acremonium* (3) – 7 %, *Cladosporium* (2) – 5 % та *Paecilomyces* (2) також 5 %. Усі інші роди представлені по одному виду.



Карта розташування досліджуваних стаціонарів зони відчуження.

Найбільша кількість видів характерна для анаморфних грибів у всіх досліджених стаціонарах, кількість видів, що відносяться до *Zygomycota* знаходилась на постійному рівні. Найбільшою кількістю видів характеризувалися зразки ґрунту відібрані в стаціонарі Чистоголовка, за зменшенням числа видів стаціонари розташовані наступним чином: «Рудий ліс», Новошепеличі, ЛЕП.

Еколого-систематичний аналіз стану мікобіоти, виділеної зі стаціонарів зони відчуження, проведено за порівнянням списків видів мікроскопічних грибів за допомогою коефіцієнта Серенсена - Чекановського (S) (таблиця).

Значення коефіцієнта подібності Серенсена - Чекановського стаціонарів

| Стаціонар | Чистоголовка | «Рудий ліс» | Новошепеличі | ЛЕП |
|--------------|--------------|-------------|--------------|------|
| Чистоголовка | 1 | 0,29 | 0,20 | 0,24 |
| «Рудий ліс» | 0,29 | 1 | 0,20 | 0,27 |
| Новошепеличі | 0,20 | 0,20 | 1 | 0,30 |
| ЛЕП | 0,24 | 0,27 | 0,30 | 1 |

Визначено, що в усіх порівняннях значення цього коефіцієнта $S \leq 0,5$. Тобто, видовий склад мікроміцетів в усіх досліджених об'єктах значно відрізняється.

Порівнявши отримані результати з результатами отриманими в 2006 році відзначається подібність в родовому та видовому різноманітті в усіх досліджених об'єктах. Це свідчить про стабільність ґрунтової екосистеми, що є позитивним явищем оскільки більшість ідентифікованих видів є потенційно небезпечними для здоров'я людини, особливо представники роду *Aspergillus*.

1. *Микобіота Українського полесья: Последствия Чернобыльской катастрофы* (К., Наук. думка, 2013).
2. Н.Н. Жданова и др. Грибное поражение помещений объекта «Укрытие». Проблемы безопасности атомных электростанций та Чернобиля 3(1) (2005) 78.

Авторський покажчик

- Абросімов В. І. 11
Алессіо Ф. 39
Андрєєв О. В. 155
Анісімов І. О. 187
Анохін І. Є. 41, 157
Асламова Л. І. 155
Атаманюк Н. П. 259, 278
Аушев В. Є. 43
Бабак О. В. 13
Бабкіна Н. Г. 268
Бази́ка Д. А. 268
Бартел Дж. 15
Бебешко В. Г. 230
Бездробна Л. К. 250, 280
Безшийко О. А. 44, 46, 48, 286
Беленко О. 220
Беллі П. 78
Беляєв В. В. 288, 300
Бережной Ю. А. 13
Берест В. І. 48
Бернабей Р. 78
Бельська Л. М. 259
Біган З. М. 90
Білько Д. І. 274
Білько Н. М. 274
Божок О. В. 280, 282
Бойко З. Н. 261
Бондар Б. М. 50
Бондаренко Є. В. 254
Бондарьков Д. М. 125
Бондарьков М. Д. 125, 314
Борецький В. Ф. 184, 209
Борисенко А. Г. 180
Борисенко Р. В. 254
Борисова М. С. 52
Бруданін В. Б. 78
Бруслова К. М. 230
Будерацька В. Б. 261
Бузунов В. О. 232
Буканов В. М. 141, 143
Бурдо О. О. 255, 272, 276, 290, 317
Бурдо О. С. 182, 292
Бурова А. О. 185
Бусь О. Ю. 286
Вада Т. 300
Вайсен Г. 218
Валеранд С. 44, 48
Варніна В. І. 158
Василенко В. В. 230
Васильєва Г. 294
Васильченко В. М. 139
Веклич А. М. 184, 209
Венедиктов В. М. 60
Вергун О. 222
Веремій Ю. П. 185
Вернидуб Р. М. 170
Винник О. К. 187
Вишневський Д. О. 290, 317
Вієру-Васіліца Т. О. 172
Вірко В. Ф. 189
Вірко Ю. В. 189
Вітюк В. К. 130
Водін О. М. 44, 48
Войтер А. П. 65, 79
Войцехович О. В. 296, 306, 308
Волкова О. М. 288
Вот Н. 222
Габелков С. В. 160
Гаврилюк В. І. 127
Гайдар Г. П. 128, 158
Гайдар О. В. 128, 130, 327
Гайніш Й. 92
Гамазін Д. 222
Ганжа О. Б. 255, 272
Гапоненко В. 226
Гашак С. П. 234
Главацький О. Я. 246
Гладковська О. В. 191
Гладковський В. В. 191
Голінка-Безшийко Л. О. 44, 46, 48, 286
Голобородько В. Я. 193, 205
Голяк М. Г. 145, 147
Голяка М. 325
Голярник Н. А. 244
Гонтарєв В. Б. 149
Гончар Л. О. 230
Горбаченко О. М. 33, 50
Горох Є. Л. 268
Горпинич О. К. 54, 56
Горпинченко Д. В. 15
Грабовський Ю. Є. 155
Грейвс Дж. 201
Григор'єва О. П. 164
Григоренко М. О. 298
Гримало А. К. 58, 60
Гриневи́ч Ю. П. 236, 255
Грицай О. О. 60, 61, 88
Гриценко О. В. 141, 143
Гудзенко Н. А. 268
Гудков Д. І. 288, 300
Гулак Л. О. 268
Гуньо́ Н. В. 238
Гурин А. А. 195
Д'яков О. Г. 132
Давидовська О. І. 11, 27
Давидовський В. В. 16
Даневич С. А. 268
Даневич Ф. А. 63, 76, 78
Демченко О. М. 246, 248
Денисов В. Ю. 18, 27
Деречкей П. С. 90
Деркач Г. А. 302, 310
Деюн Я. А. 130
Дем'юхін В. Л. 141, 143
Дзюблик О. Я. 20, 162
Дмитрієва І. Р. 259
Добішук В. М. 39, 105
Довбешко Г. І. 242, 294
Доронін М. І. 65
Драпей С. С. 127
Дрозд І. П. 240, 255, 259, 278
Дряпаченко І. П. 54
Дубковський В. О. 139
Жадан Н. С. 261
Желтоножська М. В. 284, 331
Желтоножський В. О. 67, 69, 71, 73, 125, 284, 317, 331
Жиганюк І. В. 160
Жук В. В. 270
Жуков О. П. 282, 298
Заболотний М. А. 155, 242
Зарицький М. М. 75, 78
Зарубіна Н. Є. 292
Зварич Л. М. 244
Земскова О. В. 246
Зінченко А. 220
Зотєєв В. О. 151
Зотєєв О. Є. 151
Іванов Ю. В. 164, 166
Іванова О. М. 261
Ільєнко І. М. 244
Ільїн А. П. 111
Ількович В. В. 134
Інчікітгі А. 78
Інюшев В. В. 137, 139
Ісаєв Д. С. 259
Ішініва Х. 290
Кавардакова Н. В. 230
Каглян А. Є. 300
Каденко І. М. 44, 48, 50
Кайдик Б. В. 127
Кальченко О. І. 61
Канівець В. В. 302
Капелла Ф. 78
Капустинська О. А. 232
Карачіоло В. 78
Карлишев Ю. Я. 65
Касперович Д. В. 76, 78
Кашпаров В. 325
Кашпур В. О. 306
Кемпер К. В. 111, 118, 121
Кива В. О. 39, 54, 105, 107
Кирєєв С. І. 300
Кириленко О. І. 170
Кирищук В. І. 127
Кисилевський О. В. 286
Кислюк В. О. 314
Кіреєв С. І. 296, 302
Кіркілевська Л. М. 242
Кісленко В. 222
Клавдієнко В. Р. 78
Клещич М. М. 184
Клименко С. В. 248, 263, 265
Кліму́к Б. Т. 263, 265
Клочок М. 224
Кобичев В. В. 78

- Коваленко О. В. 304
Ковалінська Т. В. 153, 164, 166, 254
Ковальов О. М. 65, 79
Ковальчук О. 107
Колесниченко Я. І. 182, 197, 199, 201
Колієв С. М. 81, 83, 84
Коломієць О. В. 185, 220, 224
Колядюк А. С. 137, 139
Кондратенко О. С. 158
Конорева О. В. 170
Корепанова К. Д. 272, 290
Кориченський К. О. 308
Корольов О. В. 136, 137
Коротенко М. М. 149
Костін Е. Г. 180
Костура О. А. 236, 255
Костюк В. А. 317
Кот О. А. 81, 83, 84
Коталевич В. 22
Котенко А. В. 44, 48
Кошій Є. І. 111, 118, 121
Кривенко-Еметов Я. 22
Кротевич М. С. 278
Кряжич О. О. 304
Куліч Н. В. 312
Куправа О. М. 58
Купряшкін В. Т. 86
Курінний Д. А. 246, 248
Курочкіна В. А. 250
Куртєва Г. П. 24
Кучмагра О. А. 113
Кушнір В. А. 44, 48
Кушпій О. А. 54
Кшиванський О. О. 39, 105
Лавренчук Г. Й. 252, 267
Лаврова Т. В. 306, 308
Лаптев Г. В. 310, 321
Лашкін В. М. 203, 204
Лебська Т. К. 254
Левчук С. 325
Левшенюк В. Я. 286
Лепякко Б. С. 205
Лещенко Б. Ю. 50
Липська А. І. 236, 255, 259, 272, 276, 278, 290, 312, 317
Листван К. В. 270
Литовченко П. Г. 170
Лібман В. А. 88, 115
Ліптуга А. 222
Лісовий Г. В. 296, 302, 310
Лісяний М. І. 259
Літвінов С. В. 257, 270
Лук'янов С. М. 121
Луценко В. В. 197, 199, 201
Лушникова І. В. 259
Лютте Г. 76
Лясківська О. В. 244
Ляшенко Л. О. 230
Магнер О. Г. 15
Мазниченко О. Л. 244
Мазур В. М. 90
Майданюк С. П. 26, 36
Майстренко Л. А. 155
Макаренко Л. Г. 96
Маклюк Ю. О. 234
Максименко А. М. 125, 314
Малишева Т. М. 37
Малишевська Є. М. 259, 278
Малюк І. А. 132, 149, 282, 298, 327
Маріссенс Г. 76
Мартиш Є. В. 185
Марценюк Л. С. 168
Марченко В. С. 207
Маслюк В. Т. 92, 94, 99, 172, 329
Масюк С. В. 261
Матіюк І. М. 170
Мегела І. Г. 92, 172
Межевич С. Ю. 111
Мельниченко О. В. 164
Мизніков Д. Є. 69, 125
Микитюк Т. В. 123
Миронюк І. 294
Митроченко В. В. 44, 48
Михайлов Л. В. 96
Михайловський В. В. 174
Михайлюк В. П. 13
Міліція В. М. 39, 105
Міщенко Б. В. 111
Момот Є. Л. 97
Мурманцев О. О. 209
Нанба К. 290, 300
Недибалюк О. А. 185
Неймаш В. 294
Нестеров В. О. 27
Неумержицька Л. В. 263, 265
Ніколаєв В. І. 290, 312, 317
Оберемок Є. 222
Обіход Т. В. 29, 30
Олійник С. М. 44, 48
Омельченко С. О. 31
Оніщук Ю. М. 43
Орлов В. С. 286
Орлов О. О. 319
Осташко В. В. 54
Охріменко О. Ю. 39, 81, 83, 84, 105
Павленко А. П. 319
Павленко І. О. 327
Павлишин П. Я. 136
Палінічак А. О. 44, 48
Палінічак П. В. 286
Парлаг О. 94
Пархоменко В. В. 127
Паттен Х. 201
Пелюх О. О. 323
Пережогін С. А. 44, 48
Петренко Є. О. 29, 30, 81, 83, 84
Петросян Е. Є. 123
Петрушинець Л. В. 96
Пилипенко А. М. 164
Пилипчинець І. В. 214
Пирогов Т. В. 137
Пінковська М. Б. 158
Пірнак Вал. М. 111
Пірнач Л. С. 310, 321
Піскар'єв А. І. 96
Пітченко Г. Ф. 90, 92
Плескач О. Я. 278
Плюйко В. А. 33, 50
Повар Т. В. 44
Поворозник О. М. 54, 56
Поліщук О. Г. 76, 78
Поліщук О. Б. 284, 331
Полубень Л. О. 263, 265
Понкратенко О. А. 111, 118, 121
Поп О. М. 99, 172, 214
Порицький П. В. 210
Посох В. О. 139
Почапінський О. Д. 267
Прилипко В. А. 323
Присяжна О. 222, 224
Присяжнюк А. Є. 268
Пришляк С. П. 288
Прокопчук Н. 325
Прокопюк Г. А. 130
Процак В. 325
Пугач В. М. 39, 81, 83, 84, 97, 101, 105, 107
Пугач М. В. 103
Пугач О. М. 141
Пугач С. М. 141, 143
Пчеловська С. А. 270
Пшеничний В. А. 60
Пшеничний Я. В. 60
Радіонов С. В. 35
Радкевич О. І. 170
Рамазанов Д. 41, 107
Рашидов Н. М. 257
Ревка В. М. 145, 147
Редько Р. А. 191
Резник С. М. 212
Резоглазов В. І. 46
Рибченко Л. А. 248
Рижов А. Ю. 268
Ровенських Є. П. 67
Родіонова Н. К. 255, 272
Рознюк Ю. С. 54
Роман В. І. 214
Романенко М. Г. 248
Романенко О. М. 323
Романова О. П. 127
Романюк М. 92, 94
Романюк М. В. 76, 109
Руденко Т. С. 199, 201
Рудик О. Ф. 282
Рудчик А. А. 111, 118, 121
Рудчик А. Т. 111, 118, 121
Русек К. 111, 118, 121
Руссу І. З. 274
Рушковський С. Р. 246, 248
Рябченко Н. М. 255, 272, 276, 290
Рязанов В. В. 175
Саврасов А. М. 67, 69, 71, 73,
Садовніков Л. В. 69, 71, 284, 312,
331

Саженок А. Д. 327
 Салівон А. Г. 270
 Самойлов О. О. 278
 Самсон Ю. М. 230
 Самсоненко А. В. 127
 Сахно В. І. 153, 164, 166, 254
 Сваричевська О. В. 327
 Сватюк Н. І. 329
 Свята Л. М. 210
 Святун О. В. 327
 Сейда В. О. 314
 Семененко М. О. 191
 Семенюк В. Ф. 189
 Сергійчук Н. М. 284, 331
 Сидоренко Л. П. 86
 Симканич О. І. 329
 Скорбун А. Д. 113
 Слісенко В. І. 69, 125
 Слісенко І. В. 71
 Соколов О. М. 115
 Соколов С. Б. 306, 308
 Соколовський Б. В. 185
 Сокур Н. В. 117
 Солодовник К. М. 33, 50
 Соляник Г. І. 242
 Співак В. Ю. 162
 Сплошной Б. М. 113
 Старожук О. 220
 Старостенко О. М. 164
 Старчик М. І. 158
 Степаненко Ю. М. 111, 118, 121
 Столяж А. 111
 Сторожик Д. І. 39, 105, 107
 Стратілат Д. П. 132, 149
 Стрільчук М. В. 73, 132, 149, 294
 Сугаков В. Й. 174, 176
 Сухарев С. М. 329
 Сухомлин М. М. 185
 Сюдак Р. 111
 Талько В. В. 252, 259, 278
 Тартачник В. П. 170
 Теклішин М. А. 120
 Телецька С. В. 236, 255, 327
 Терещенко С. О. 238
 Тесаліна С. 76
 Тихий А. В. 216
 Тищенко В. Г. 185
 Тищенко М. Г. 218
 Ткач А. В. 306
 Годосієнко Е. С. 321
 Тонкаль Л. В. 270
 Третяк В. І. 76, 78
 Тригубенко О. В. 145, 147
 Трихліб І. В. 230
 Тришин В. В. 37, 128, 130, 132,
 149, 280, 282, 294, 298, 327
 Троцюк Н. К. 268
 Тугай А. В. 284, 331
 Тугай Т. І. 284, 331
 Турховський О. 92
 Тюх Ю. Ю. 310
 Улещенко В. В. 111, 118, 121
 Файнлейб О. М. 164
 Фальченко Ю. В. 96
 Федірко П. А. 238
 Федоренко З. П. 268
 Федорович О. А. 180
 Федорчук В. Є. 96
 Фентісова О. 220
 Феоктистов О. І. 86
 Фесенко С. О. 184
 Фіщук І. І. 178
 Фузік М. М. 238, 268
 Фурса А. Д. 16
 Харабет О. М. 151
 Хоменков В. П. 73
 Хомич І. А. 153
 Хомутинін Ю. В. 325
 Хухрянська О. М. 268
 Хюльт М. 76
 Цветкова Н. М. 230
 Цвид Н. В. 185
 Цимбалюк О. 220, 224
 Чайковський Ю. В. 145
 Чайковський Ю. В. 147
 Чаплинський Р. Ю. 123
 Чепурнов О. О. 111
 Чернишенко С. Б. 39, 105
 Чернишов А. В. 252
 Черняк В. Я. 185, 220, 222, 224,
 226
 Черулли Р. 78
 Чирко Л. І. 145, 147
 Чулкін О. О. 151
 Чурюмов В. І. 317
 Шатрова О. В. 292
 Шаульський К. А. 36
 Шведецький І. 224
 Шевченко Ю. Б. 37, 267
 Шиліна Ю. В. 270
 Ширма Ю. О. 111, 118, 121
 Шитюк В. А. 290, 312, 317
 Шкапак О. В. 145, 147
 Шлапацька В. В. 164
 Юрчук Л. П. 300
 Юхименко В. 222, 224, 226
 Юхименко К. 222, 224, 226
 Яковенко Ю. В. 218, 228
 Яцемирський С. М. 230

Наукове видання

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

До 50-річчя ІЯД НАН України

(Київ, 21 - 25 вересня 2020 року)

Анотації до доповідей

Укладач ***Бурдо Олег Семенович***

Анотації публікуються в авторських редакціях

Комп'ютерна верстка *О. Д. Григоренко*

Підп. до опублікування 13.08.2020. Формат 60×84/8. Ум. друк. арк. 39,1.
Електронне видання. Зам. № 4.

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.